

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

le titre d'Ingénieur-Docteur

par

Evelyne THURIERE

"ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE DES ISOTOPES 107 et 115
DE L'INDIUM, ET DES CORRELATIONS DANS L'ETAT FONDAMENTAL DES
NOYAUX CIBLES DE CADMIUM, A L'AIDE DES REACTIONS $Cd(^3He, d)In$ "

Soutenue le 20 Mars 1970 devant la Commission d'Examen

Mme N. MARTY

Président

Mmes P. BENOIST-GUEUTAL

M. CONJEAUD

Examineurs

M. L. VALENTIN

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS.

Pour obtenir le titre d'Ingénieur-Docteur

par

Evelyne THURIERE

Sujet de la thèse :

ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE DES ISOTOPES 107 et 115
DE L'INDIUM, ET DES CORRELATIONS DANS L'ETAT FONDAMENTAL
DES NOYAUX CIBLES DE CADMIUM, A L'AIDE DES REACTIONS
 $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$

Soutenue le 20 mars 1970 devant la Commission d'Examen.

- Président : Mme MARTY

- Examineurs Mmes BENOIST-GUEUTAL

CONJEAUD

M. VALENTIN



Table des Matières

INTRODUCTION	1
<u>Chapitre I</u> - DISPOSITIF EXPERIMENTAL	4
I.1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	5
I.1.1 Les faisceaux d'ions	5
I.1.2 Les cibles	5
I.1.3 La détection des particules issues de la réaction	7
I.1.3.1 Utilisation des jonctions	7
I.1.3.2 Le spectrographe magnétique	13
I.2 AUTRES CARACTERISTIQUES LIEES A L'OBTENTION DES DONNEES EXPERIMENTALES	14
I.2.1 Sortie des résultats	14
I.2.2 Mesure des sections efficaces absolues	15
I.2.3 Etalonnage en énergie	17
<u>Chapitre II</u> - METHODE D'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMEN- TAUX (D.W.B.A.)	19
II.1 D.W.B.A. RAPPELS DES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE LA METHODE ET DES APPROXIMATIONS QU'ELLE IMPLIQUE ...	20
II.1.1 Expression de l'élément de matrice T_{if}	20

II.1.2	Calcul du facteur de forme	23
II.1.2.1	Choix de l'interaction	23
II.1.2.2	Facteur spectroscopique	24
II.1.3	Approximation de portée nulle	26
II.1.4	Comparaison expérience-théorie (Programme Julie)	27
II.2	REGLE DE SOMME	28
II.2.1	Hypothèse des orbitales sphériques	28
II.2.2	Hypothèse des orbitales déformées	29
II.3	PARAMETRES DU MODELE OPTIQUE	30
II.3.1	Voie d'entrée (^3He)	31
II.3.2	Voie de sortie (deutons)	32
<u>Chapitre III</u> - PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ...		37
III.1	ANALYSE DES ISOTOPES 115 et 107 DE L'INDIUM	37
III.1.1	Réaction $^{114}_{48}\text{Cd}(\text{}^3\text{He}, \text{d})^{115}_{49}\text{In}$	39
III.1.2	Réaction $^{106}_{48}\text{Cd}(\text{}^3\text{He}, \text{d})^{107}_{49}\text{In}$	43
III.1.3	Réaction $^{115}_{49}\text{In}(\text{d}, \text{d}')^{115}_{49}\text{In}$	47
III.2	ANALYSE DES TROIS PREMIERS NIVEAUX $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ DANS LES ISOTOPES 107, 111, 113, 115, 117 DE L'INDIUM	48
<u>Chapitre IV</u> - DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX		51
IV.1	STRUCTURE DE L'ETAT FONDAMENTAL DES NOYAUX CIBLES DE CADMIUM	51
IV.1.1	Corrélations dans l'état fondamental du noyau cible de ^{114}Cd	52
IV.1.2	Etude systématique de ces trois premiers ni- veaux ($9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$) dans les isotopes 107, 111, 113, 115, 117 de l'indium et manifestation de l'interaction neutron-proton	60

IV.2 STRUCTURE DES NIVEAUX DE PARITE POSITIVE DANS ^{115}In ..	66
IV.2.1 Niveaux de parité positive dans ^{115}In	66
IV.2.1.1 Modèle des orbitales sphériques. Etats "une particule-deux trous"	68
IV.2.1.2 Modèle des orbitales déformées	70
IV.2.1.3 Hypothèse du couplage faible	78
IV.2.2 Niveaux à basse énergie d'excitation dans ^{107}In	82
CONCLUSION	85
REFERENCES	89
LEGENDE DES FIGURES	91

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord exprimer ma gratitude envers Madame P.BENOIST-GUEUTAL qui m'a aidée à poursuivre mes études en vue de cette thèse dont elle a bien voulu assumer la direction.

Je tiens à remercier Madame MARTY pour avoir accepté la présidence de la Commission d'Examen.

C'est avec Madame M. CONJEAUD et Monsieur S. HARAR que j'ai pu réaliser ce travail dans une réelle ambiance de sympathie ; ils m'ont initiée à la recherche et suggéré ces expériences ; je ne saurais jamais assez les remercier de toute l'aide, des conseils et des encouragements qu'ils n'ont cessé de me prodiguer.

Je remercie également Monsieur E. COTTON, Chef du SPNBE, pour m'avoir permis de réaliser ce travail dans son laboratoire.

La réalisation de ces expériences n'a été possible que grâce à l'équipe du Van de Graaff Tandem, à Mademoiselle M. DOURY dont la compétence pour la fabrication délicate des cibles est inestimable, et enfin à Monsieur J. QUIDORT pour l'électronique mise à notre disposition ; je tiens à leur exprimer ma reconnaissance.

Les problèmes du vide ont été résolus par Monsieur F. JUSCZAK que je tiens à remercier tout particulièrement, pour son amicale collaboration.

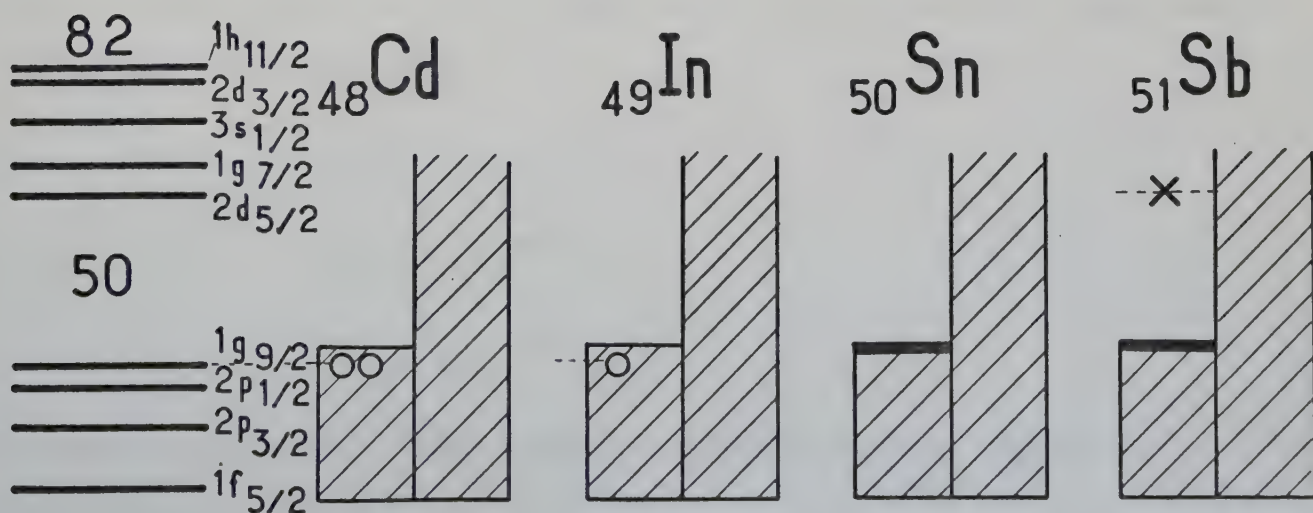
C'est grâce à l'aide précieuse de Monsieur L. BIANCHI que nous avons pu utiliser le spectrographe magnétique du type Buechner ; je l'en remercie très vivement.

Que toute l'équipe des "microscopistes" soit ici remerciée très chaleureusement pour cette fastidieuse lecture des plaques à émulsions nucléaires.

Je tiens à remercier très sincèrement Madame P. GUGENBERGER et ses collaboratrices, en particulier Mademoiselle E. ZAOUI et Madame D. BONGUET pour la présentation matérielle de cet exposé ainsi que Madame A. CAUFOURIEZ pour l'exécution des dessins.

INTRODUCTION

La connaissance précise des caractéristiques liées aux spectres des noyaux proches d'une couche fermée nous aide à déterminer les limites du modèle des couches, et constitue une étape nécessaire vers l'élaboration d'un modèle plus général du noyau. Nous nous intéressons ici à la région proche de la couche fermée en protons ($Z = 50$) et plus particulièrement à l'indium ($Z = 49$) et au cadmium ($Z = 48$). La structure simple, prédite par le modèle des couches dans cette région de masse, est la suivante, pour les états fondamentaux des noyaux considérés :

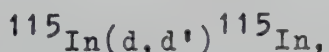
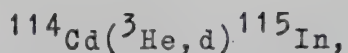


Les premiers états excités, du moins, devraient avoir une structure simple, vérifiant les prévisions du modèle des couches qui est ici une bonne base de départ.

Or, les isotopes impairs de l'indium ont été abondamment étudiés ces dernières années, principalement à l'aide d'expériences de radio-activité et d'excitation coulombienne ; et pourtant, même à basse énergie d'excitation, des spectres relativement complexes ont été mis en évidence par ces expériences.

Les résultats relatifs à ces isotopes sont confus, souvent contradictoires, et ont amené certains auteurs à considérer, soit le modèle à couplage faible (cœur + 1 particule (ou 1 trou)), soit le modèle à couplage fort conduisant à l'existence de bandes de rotation, pour tenter d'interpréter les nombreux états de parité positive observés à basse énergie d'excitation ; mais les écarts constatés expérimentalement, par rapport aux prédictions de ces modèles simples, prêtent à confusion.

Pour démêler l'enchevêtrement de ces niveaux et éclaircir un certain nombre de points quant à la nature de ces états excités dans l'indium, nous avons atteint différemment la structure de ces isotopes, par l'étude de la réaction de transfert ${}^A_{48}\text{Cd}({}^3\text{He}, d){}^{A+1}_{49}\text{In}$ où $A = 106-110-112-114-116$; d'une façon plus détaillée, nous avons étudié les réactions :



ce dernier isotope, ${}^{107}_{49}\text{In}$, étant totalement inconnu jusque-là.

Le caractère sélectif des réactions ci-dessus nous aidera à clarifier la situation ; ces expériences vont nous permettre ainsi :

- . de mesurer le poids de quelques configurations de la fonction d'onde de proton dans les noyaux cibles de cadmium ;
- . d'étudier, sur toute une série d'isotopes, l'interaction proton-neutron ;
- . de localiser les configurations du type "une particule - deux trous" dans le noyau résiduel d'indium ;
- . de comparer la distribution des intensités à une seule particule dans les noyaux résiduels de $^{115}_{49}\text{In}_{66}$ et $^{117}_{51}\text{Sb}_{66}$;
- . et enfin, de vérifier l'application, aux états excités de ^{115}In , de l'un ou l'autre des deux modèles envisagés jusqu'ici et de reconnaître les niveaux de même nature.

Le premier chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé pour réaliser ces expériences. Le deuxième chapitre a pour objet la méthode d'analyse des données expérimentales : analyse en ondes déformées (D.W.B.A.). Le troisième chapitre est consacré à la présentation des données expérimentales et des résultats de l'analyse. Et enfin, dans le quatrième et dernier chapitre, nous discutons et interprétons ces résultats.

Chapitre I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce chapitre contient, en première partie, la description du dispositif expérimental utilisé pour l'étude des réactions

$_{48}\text{Cd}({}^3\text{He}, d)_{49}\text{In}$ et ${}^{115}_{49}\text{In}(d, d')_{49}\text{In}$ et comprenant :

- . les faisceaux d'ions,
- . les cibles,
- . la détection des particules.

La deuxième partie traite des caractéristiques liées aux données expérimentales telles que : les erreurs, l'obtention des sections efficaces absolues, le dépouillement des spectres etc ... Il faut souligner que les caractéristiques du faisceau et de la détection des particules ont été nettement améliorées depuis la réalisation de nos expériences (intensité du faisceau ${}^3\text{He}$, détection des particules analysées par spectrographe magnétique au moyen de jonctions à localisation, changement d'accélérateur).

I.1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I.1.1 Les faisceaux d'ions (voir fig. 1)

I.1.1.1 Les ions ^3He . Les réactions $\text{Cd}(^3\text{He},d)\text{In}$ ont pu être étudiées à l'aide du faisceau de ^3He produit par l'accélérateur électrostatique du type Van de Graaff Tandem. La haute tension de 6 MV aux bornes de chaque tube accélérateur permet d'obtenir un faisceau d'ions $^3\text{He}^{++}$ de 18 MeV : la source fournit un faisceau d'ions négatifs une fois chargés qui est injecté dans le premier tube accélérateur ; puis, un gaz "strippeur", à la haute tension positive de 6 MV, arrache les électrons de ces ions de 6 MeV d'énergie ; les ions $^3\text{He}^-$ deviennent alors $^3\text{He}^{++}$ et sont accélérés de 6 MeV à 18 MeV dans le deuxième tube.

Le faisceau ainsi obtenu passe dans un aimant de déflection à 90° qui l'analyse. La définition en énergie du Tandem dépend de l'ouverture des lèvres d'entrée et de sortie de cet aimant. Nos expériences ne nécessitant pas une résolution en énergie exceptionnelle, nous avons travaillé avec un faisceau ayant une définition en énergie de 5 à 6 keV. L'intensité du faisceau sur la cible n'était que de 20 à 30 nA ; depuis, la source ayant été améliorée, nous pouvons obtenir facilement 300 nA sur la cible.

I.1.1.2 Les deutons. Le même accélérateur nous a donné un faisceau de deutons de 12 MeV pour nos expériences $^{115}_{49}\text{In}(d,d')^{115}_{49}\text{In}$. L'intensité sur cible était limitée à environ 150 nA, par un système de lèvres placées devant la cible.

I.1.2 Les cibles.

Les cibles sont fabriquées par Mlle Doury (DPh-N/BE) qui utilise une méthode d'évaporation sous vide. Les isotopes sont fournis par le Laboratoire National d'Oak Ridge aux Etats-Unis avec les taux d'enrichissement présentés dans le tableau 1.

Tableau 1

Cible	Enrichissement %
^{106}Cd	88,4
^{110}Cd	97,2
^{112}Cd	97,8
^{114}Cd	99,09
^{116}Cd	97,2
^{115}In	99,99

L'obtention des cibles de cadmium isotopiquement enrichi s'est révélée très délicate et a nécessité un support d'or, tandis que l'indium a été obtenu sans support. Les épaisseurs des cibles utilisées ont été déterminées de deux façons :

i) En mesurant la perte d'énergie des particules alpha du ThC à travers la cible ; une petite chambre à vide a été réalisée à cet effet ; en interposant la cible sur le trajet des particules alpha, on observe le déplacement ΔE des pics alpha de 8,776 MeV et 6,082 MeV, lié directement à l'épaisseur dx de la cible $\Delta E \propto \left(\frac{dE}{dx}\right) dx$ où les quantités dE/dx sont données dans les Tables de Williamson et Picard ; on en déduit l'épaisseur (dx) de la cible en g/cm^2 .

ii) En utilisant le faisceau d'ions du tandem. Nous nous plaçons à un angle de détection vers l'avant, de telle façon que la section efficace de diffusion élastique soit coulombienne et par conséquent calculable. L'épaisseur est alors donnée par :

$$e(\text{g/cm}^2) = \frac{S}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Cb} \times \Delta\Omega \times Q(^3\text{He})} \times \frac{A}{6 \times 10^{23}},$$

où la surface S du pic élastique, ainsi que le flux Q de particules incidentes, sont déterminés expérimentalement ; la mesure de Q est faite à l'aide d'une cage de Faraday. A est la masse atomique de la cible, et $\Delta\Omega$ est calculé géométriquement.

Nous avons utilisé des cibles dont l'épaisseur variait de 200 à 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

I.1.3 La détection des particules issues de la réaction.

I.1.3.1 Utilisation des jonctions. Les deux premiers états excités de l'indium étant bien connus dans presque tous les isotopes⁽¹⁾ et situés respectivement à environ 350 keV et 600 keV de l'état fondamental, l'étude des réactions $\text{Cd}({}^3\text{He}, d)\text{In}$, conduisant à ces trois états, ne nécessite donc pas une bonne résolution en énergie ; nous avons pu utiliser le système classique de détection et d'identification par jonctions, ainsi que des cibles épaisses de 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Les jonctions détectrices sont fixées sur le plateau supérieur tournant de la chambre dont la rotation s'effectue par télécommande. Ces détecteurs étaient des jonctions au silicium dites "à barrière de surface" fabriquées par ORTEC.

Principe d'identification. Parmi toutes les particules d'énergies différentes qui viennent frapper le détecteur, il s'agit de sélectionner uniquement les deutons. Le système d'identification de particules employé repose sur le principe suivant : sachant que la perte d'énergie d'une particule chargée à travers la matière est donnée par la formule de Bethe non relativiste :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi ZN z^2 e^4}{mV^2} \ln \frac{2mV^2}{I} + \xi \dots$$

où V = vitesse du projectile

NZ = nombre d'électrons par unité de volume de la cible

e = charge de l'électron

z = nombre atomique de la particule incidente

m = masse de l'électron

I = potentiel moyen d'ionisation des atomes de la cible,

On peut écrire

$$\frac{dE}{dx} \approx k \cdot \frac{MZ^2}{E}$$

soit

$$E \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right) = k \cdot MZ^2 .$$

Ainsi le produit $E \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)$ ne dépend que de la nature de la particule incidente.

L'identification des particules est alors réalisée grâce à un télescope à deux jonctions : une première jonction, mince, dite " ΔE ", est suivie d'une jonction plus épaisse " E " dans laquelle la particule perd toute l'énergie qui lui reste après avoir traversé la jonction ΔE .

Les épaisseurs des jonctions " ΔE " et " E " étaient de 250 μm et de 2000 μm respectivement. Les détecteurs produisent un signal de hauteur proportionnelle aux énergies perdues E et ΔE ; les signaux sont alors analysés par un ensemble électronique de façon à produire d'une part le spectre d'identification des différentes particules, et d'autre part, le spectre en énergie du type de particule choisi, à un angle donné.

Ensemble électronique. Le schéma de la chaîne électronique associée à la détection est donné sur la figure 2.

Les PREAMPLIFICATEURS, placés immédiatement derrière les jonctions, sont des adaptateurs d'impédance entre les détecteurs et les longs câbles qui les relient aux amplificateurs.

Les AMPLIFICATEURS des voies "E" et " ΔE " doivent impérativement avoir des gains égaux et produire des signaux de formes identiques, afin d'obtenir, à la sortie du circuit "Somme ($E + \Delta E$)" une impulsion de hauteur rigoureusement proportionnelle à l'énergie totale $E_i = (E + \Delta E)$ de la particule incidente.

Le circuit "SOMME" additionne les impulsions venant des voies E et ΔE , pour fournir une impulsion proportionnelle à E_i . Il est essentiel que les deux impulsions arrivent simultanément à l'entrée du circuit "Somme". L'impulsion de sortie est ensuite analysée dans un convertisseur analogique digital (CA 25) dont la porte n'est ouverte que par un signal venant de l'identificateur sélectionnant les deutons. Le spectre en énergie des deutons détectés apparaît sur l'écran du bloc-mémoire de 4096 canaux qui stocke les impulsions issues du convertisseur.

L'IDENTIFICATION s'effectue en envoyant les signaux "Somme E_i " et " ΔE " dans des amplificateurs logarithmiques qui doivent avoir la même réponse, puis en faisant leur somme $\text{Log } E_i + \text{Log } \Delta E_i = \text{Log } (E_i \cdot \Delta E_i)$. Un amplificateur exponentiel restitue le produit $E_i \cdot \Delta E_i$ qui, après analyse dans le convertisseur analogique digital, donne lieu au spectre d'identification sur l'écran du BM 96 : chaque pic correspond alors à un type différent de particule : protons, deutons, etc ... indépendamment de leur énergie. Enfin, à l'aide d'un sélecteur à un canal dont les seuils "bas" et "haut" sont réglés de façon à encadrer le pic deutons, on commande l'ouverture de la porte du convertisseur, qui ne laisse alors passer que les deutons. On règle les gains des voies E et ΔE afin que le

spectre en énergie des deutons n'occupe que 1024 canaux du bloc-mémoire.

Nous avons monté deux systèmes de détection E. Δ E identiques afin d'enregistrer, au cours de la même expérience, deux spectres de deutons à deux angles différents.

La formule de Bethe sur laquelle est basé le principe de l'identification des particules suppose que la perte d'énergie (dE/dx) est petite devant E. Compte tenu du fait qu'on mesure ΔE et non (dE/dx) on utilise la formule approchée⁽²⁾

$$F = (E_i + (\lambda - 1)\Delta E) \cdot \Delta E^\mu.$$

Les amplificateurs logarithmiques de l'identificateur permettent de réaliser la fonction

$$\text{Log } F = \text{Log } (E + \lambda \Delta E) + \mu \text{Log } \Delta E.$$

On choisit, pendant l'expérience, les paramètres λ et μ pour obtenir la meilleure séparation des pics protons-deutons-tritons dans le spectre F fourni par l'identificateur. Mais il est nécessaire de supprimer, avant l'entrée dans l'identificateur, les impulsions venant de particules perdant trop d'énergie dans la jonction ΔE . C'est le cas en particulier des particules ^3He diffusées élastiquement. C'est pour cette raison que les portes linéaires sur les voies "E" et " ΔE " ne sont ouvertes simultanément que par un signal venant de la mise en forme à seuil variable (MFSV) : il s'agit d'un seuil placé sur la voie E, après l'amplificateur, et réglé de façon à ne laisser passer que des particules ayant perdu plus de 6 MeV dans la voie E, ce qui élimine les ions ^3He élastiques et inélastiques, les tritons d'énergie inférieures ou égale à 9 MeV, les deutons d'énergie inférieure ou égale à 10 MeV et enfin les particules alpha d'énergie inférieure ou égale à 23 MeV.

Le long de cette chaîne électronique, des retards sont nécessaires pour compenser les différents temps d'analyse des impulsions de façon à conserver la simultanéité des signaux correspondants.

Mesure des temps morts : Trois échelles rapides ECT 21, montées en parallèle, comptent les impulsions fournies par le moniteur et supérieures à un certain seuil. Une échelle compte toutes les impulsions. Les deux autres ne comptent que pendant l'ouverture de leur porte respective, qui est commandée par des impulsions de durée égale au temps mort de chacun des CA 25 utilisés. Le rapport du comptage de chacune de ces échelles à celui de l'échelle qui fonctionne sans porte donne le taux de perte sur chaque voie. Quand le temps mort ainsi mesuré est supérieur à quelques pour cent ($\sim 10\%$), la mesure n'est pas conservée.

La jonction monitrice.

Une troisième zone de 1024 canaux est réservée au spectre donné par la "monitrice". On dénomme ainsi une jonction placée à un angle fixe (90°) sur la paroi latérale de la chambre de réaction ; elle détecte les ions ^3He diffusés élastiquement au cours de chaque expérience et permet ainsi d'obtenir les valeurs relatives des sections efficaces différentielles en ramenant, pour chaque angle, chaque surface de pic deutons à une même surface de pic élastique. On élimine ainsi les erreurs liées à la mesure des épaisseurs de cible et à l'intégration du courant de particules incidentes.

Ce dispositif nous a permis de mesurer :

i) les distributions angulaires des ions ^3He de 18 MeV diffusés élastiquement sur ^{114}Cd et ^{106}Cd (pour lesquelles évidemment le circuit d'identification n'a pas été utilisé)

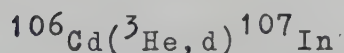
ii) les distributions angulaires des deutons issus de la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$ conduisant aux trois premiers niveaux du noyau final, ainsi que les sections efficaces relatives, à quelques angles seulement, pour les réactions conduisant aux trois premiers niveaux des noyaux résiduels d'indium 107, 111, 113, 117.

La résolution expérimentale :

En refroidissant une jonction, on réduit le bruit de fond et on peut atteindre une résolution en énergie inférieure à 20 keV si on ne tient pas compte de l'épaisseur de la cible. Mais le circuit d'identification nécessite deux jonctions, E et ΔE ; le circuit "somme" additionne alors les deux bruits de fond et la résolution est automatiquement moins bonne.

N'ayant pas besoin, pour l'étude des trois premiers états excités de l'indium, d'une résolution supérieure à 100 keV, et les sections efficaces étant très faibles ($\sim 30 \mu\text{b}/\text{sr}$ au maximum), nous avons utilisé des cibles très épaisses ($\sim 400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour diminuer les temps d'expériences et nous n'avons pas refroidi les jonctions. Nous avons obtenu ainsi une résolution globale de 80 à 100 keV.

Une étude plus approfondie des réactions



nécessitait une résolution en énergie bien supérieure à celle obtenue avec le dispositif expérimental précédent. De plus le dispositif déjà décrit ne permet pas d'étudier les réactions aux angles avant $\theta < 20^\circ$ où la section efficace de diffusion élastique des ions ^3He est trop importante. Pour ces deux raisons notre étude s'est poursuivie à l'aide d'un spectrographe magnétique.

I.1.3.2 Le spectrographe magnétique. (voir schéma figure 3)

Nous rappelons brièvement le principe de cet aimant de détection. A champ constant, et pour un type donné de particule chargée, celle-ci suit une trajectoire en arc de cercle, de rayon différent suivant son énergie, d'après la relation :

$$B.r = \frac{\sqrt{E(E + 2 E_0)}}{Z.c.e}$$

où B est le champ magnétique appliqué. Il est uniforme tout le long de la trajectoire à l'intérieur de l'entrefer.

r, le rayon de la trajectoire

E, l'énergie cinétique de la particule détectée de charge Z

E₀, l'énergie au repos de cette même particule.

La quantité (B.r), appelée rigidité magnétique, est donc, pour une énergie donnée, caractéristique d'un type de particule détectée.

Dans la pratique nous pouvions avoir affaire à plusieurs types de particules d'énergies différentes, correspondant par contre au même "B.r". Ces particules gênantes dans notre cas pouvaient être des tritons et des alpha, particules ayant respectivement environ les 2/3 et le double de l'énergie des deutons de même "Br". Il est facile de les éliminer en interposant un écran de mylar sur le trajet des particules. Le lieu des points de focalisation est une focale de surface hyperbolique. Le long de cette focale est installé un système de plaques à émulsions sensibles aux rayonnements ionisants. C'est directement sur ces plaques que l'écran de mylar est posé.

La chambre à cible étant de petites dimensions, il a été difficile d'y loger une jonction monitrice ; la géométrie suivante a été adoptée : le plan de la cible est à 45° par rapport au plan de la réaction et la monitrice est disposée perpendiculairement à ce

plan et sur l'axe de rotation de l'appareil ; son angle solide d'observation est défini par les dimensions du diaphragme employé.

La résolution intrinsèque de ce spectrographe du type Buechner pour un angle solide maximal de $4,5 \times 10^{-4}$ stéradian sur la "normal ray" est d'environ $\frac{1}{E} \cdot dE = 10^{-3}$ soit 18 keV pour des deutons de 18 MeV. Faisant un compromis entre la résolution désirée et la durée de l'expérience nous avons obtenu une résolution en énergie de 30 à 40 keV essentiellement due à l'épaisseur des cibles d'environ $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

Grâce à ce dispositif nous avons pu obtenir les distributions angulaires relatives d'un certain nombre d'états jusqu'à environ 3 MeV d'énergie d'excitation, dans ^{115}In et ^{107}In , à partir de $\theta \approx 6^\circ$, pour les réactions $^{114}_{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{107}\text{In}$.

Les spectres de la réaction $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$ ont été également obtenus avec ce même dispositif expérimental ; la résolution était alors d'environ 20 keV.

I.2 AUTRES CARACTERISTIQUES LIEES A L'OBTENTION DES DONNEES EXPERIMENTALES.

I.2.1 Sortie des résultats.

I.2.1.1 Travail en jonctions. Le calculateur CAE 510 enregistre sur bande magnétique toutes les informations contenues dans le BM 4096 ; à partir de cette bande, on peut alors sortir les spectres avec contenu du canal, numéro du canal, sommes cumulatives, sur imprimantes, sur histogramme, ou sur cartes perforées pouvant être utilisées par des programmes de dépouillement passant sur IBM 360. Les résultats de l'expérience sont donc immédiatement exploitables.

I.2.1.2 Travail avec le spectrographe. La détection étant faite à l'aide d'émulsions nucléaires les résultats de l'expérience sont très longs à obtenir. En effet, il faut d'abord développer les plaques à émulsions, puis chercher et compter au microscope les traces qu'ont laissées les deutons lors de leur passage dans cette émulsion ; la lecture se fait en découpant la longueur de la surface focale (1 m) par zones de 1/4 mm, la largeur de la focale étant de 16 mm.

Le dépouillement est fastidieux et il faut ainsi attendre plusieurs semaines, voire des mois après l'expérience, avant d'avoir accès aux spectres à étudier ; par contre cet accès est immédiat lors d'une expérience utilisant des jonctions comme détecteurs, ainsi que nous l'avons vu.

Actuellement, des progrès considérables ont été faits par l'utilisation de jonctions à localisation⁽³⁾ remplaçant sur la surface focale les plaques à émulsions. Nous avons maintenant six jonctions de 50 mm chacune, soit 30 cm de focale équipée. La résolution spatiale de cet ensemble est de 0,5 mm.

I.2.2 Mesure des sections efficaces absolues

Au cours des expériences $_{48}\text{Cd}(^3\text{He},d)_{49}\text{In}$ nous enregistrons simultanément :

. d'une part, un spectre de deutons dont chaque pic, de surface S_d , est tel que, à un angle θ quelconque, on ait :

$$S_d = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_d \cdot e \cdot \Delta\Omega \cdot Q$$

(θ)

. d'autre part, le spectre de la monitrice qui compte les ^3He diffus élastiquement à un angle θ_0 , fixe pendant toute la durée des mesures ; la surface du pic correspondant $M_{^3\text{He}}$ étant telle que :

$$M_{^3\text{He}} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^3\text{He}}}{(\theta_0)} \cdot e \cdot \Delta\Omega' \cdot Q$$

Les sections efficaces relatives, $\frac{S_d}{M_{^3\text{He}}}$, sont donc reliées aux sections efficaces absolues, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d$, par une constante k de l'expérience :

$$\frac{S_d}{M_{^3\text{He}}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d \cdot \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega'} \cdot \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^3\text{He}}(\theta_0)} = k \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d$$

Il s'agit donc de déterminer k.

Or, nous avons auparavant obtenu les distributions angulaires de diffusion élastique $^{114}_{106}\text{Cd}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{114}_{106}\text{Cd}$: cette diffusion élastique d'ions ^3He (18 MeV) sur une cible de cadmium à $\theta_1 \leq 30^\circ$ est purement coulombienne, c'est-à-dire calculable exactement.

A un angle θ_1 à l'avant, on a donc :

$$\frac{S_{^3\text{He}}}{M'_{^3\text{He}}} = k \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^3\text{He}}(\theta_1)$$

avec

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^3\text{He}}(\theta_1) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}}$$

On en déduit k et, par suite, toutes les valeurs absolues des sections efficaces, pour les réactions $\text{Cd}(^3\text{He}, ^3\text{He})\text{Cd}$ et $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$.

L'erreur globale à attribuer aux valeurs absolues des sections efficaces $Cd(^3He, d)In$ mesurées de cette façon comprend :

- l'erreur statistique sur le nombre d'événements S_d (celles correspondant à $M_{^3He}$, $M'_{^3He}$ étant négligeables);
- l'imprécision sur la mesure des angles qui influence beaucoup la valeur calculée de la section efficace Rutherford ; la dimension des diaphragmes devant les détecteurs détermine une résolution angulaire de $\Delta\theta = \pm 1,2$ avec $\Delta\Omega \sim 3 \times 10^{-4}$ sr. D'autre part la mesure de la diffusion élastique faite à θ_1 et $-\theta_1$ permet d'évaluer la position de l'angle zéro. L'écart entre θ_{vrai} et θ_{lu} étant inférieur à 0,3 degré, on peut estimer à $\pm 0,3^\circ$ l'imprécision sur la mesure des angles.

En résumé l'erreur statistique s'échelonnant entre 5% et 10% suivant l'intensité de la transition, nous estimons l'erreur totale sur les valeurs absolues des sections efficaces comprise entre 17% et 22%, le rapport k étant déterminé à $\pm 12\%$. Il faut tenir compte, pour les mesures faites avec le spectrographe Buechner, d'une erreur supplémentaire due à la lecture des plaques ; celle-ci a été estimée à environ 5%, et ajoutée en moyenne quadratique à l'erreur sur les valeurs relatives.

I.2.3 Etalonnage en énergie.

C'est de la mesure de l'énergie des particules émises dans les réactions $^{114-106}Cd(^3He, d)^{115-107}In$ que les bilans Q des réactions et les énergies des états excités de ^{115}In et ^{107}In sont déduits.

Ces mesures ont été faites avec le spectrographe magnétique et comportent i) la détermination de l'abscisse curviligne s de chaque pic, ii) la mesure de l'induction B dans l'entrefer de l'aimant.

A condition de respecter l'"historique" de l'induction avant chaque expérience, on peut obtenir une reproductibilité meilleure que 1×10^{-5} pour $\Delta B/B$. La détermination de l'abscisse s curviligne est faite par lecture au microscope à partir d'index. Une table permet, connaissant s , de déduire le rayon de courbure ρ correspondant.

L'étalonnage du Buechner, c'est-à-dire la correspondance entre s et ρ , et par conséquent entre S et E , pour un champ donné, a été faite par L. Bianchi grâce aux groupes ${}^4\text{He}^{++}$ et ${}^4\text{He}^+$ de sources de ${}^{212}\text{Bi}$ et ${}^{212}\text{Po}$ et permet d'obtenir une précision en énergie de $\Delta E/E \leq 2,5 \times 10^{-4}$ soit $\Delta E/E \leq 5 \text{ keV}$ dans nos expériences.

En plus de ces erreurs il faut faire intervenir i) l'épaisseur de la cible responsable de l'élargissement à 40 keV des pics de deutons ; ii) l'imprécision sur l'épaisseur de la cible qui s'ajoute aux précédentes dans la détermination du bilan Q des réactions ; iii) enfin l'imprécision de $\pm 5 \text{ keV}$ sur l'énergie du faisceau de ${}^3\text{He}$.

En résumé nous estimons avoir déterminé les énergies d'excitation des niveaux avec une précision supérieure à ± 10 ou $\pm 20 \text{ keV}$, suivant l'intensité de la transition.

CHAPITRE II

METHODE D'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX (D.W.B.A.)

INTRODUCTION.

Une expérience du type $A(a,b)B$ permet d'obtenir des distributions angulaires des particules b sortantes et des valeurs absolues de section efficace. C'est parce qu'il existe une théorie décrivant ces réactions, théorie dite " Approximation de Born en ondes déformées" (D.W.B.A.) qu'il est possible, par comparaison, d'extraire des renseignements sur la structure nucléaire des noyaux mis en jeu : le moment angulaire (ℓ) transféré et le facteur spectroscopique (S).

Cette théorie s'applique aux réactions nucléaires "directes", ainsi dénommées par opposition à celles qui impliquent la formation d'un noyau composé intermédiaire " $(A+a)$ ". Au cours de la réaction directe, le projectile, ou une partie de celui-ci, et le noyau cible sont relativement peu perturbés par l'interaction. Il s'agit donc d'un processus en une seule étape, faisant intervenir un recouvrement important entre les états nucléaires initial et final.

Ce chapitre comporte trois parties :

- . D.W.B.A. Rappel des principales caractéristiques de la méthode et des approximations qu'elle implique
- . Règle de Somme
- . Paramètres du modèle optique.

II.1 D.W.B.A. - RAPPELS DES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE LA METHODE ET DES APPROXIMATIONS QU'ELLE IMPLIQUE.

Dans le cas général d'une réaction $A(a,b)B$, la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ est reliée à l'élément de matrice T_{if} de la transition, entre un état initial i et un état final f , par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi k^2)^2} \cdot \frac{k_\beta}{k_\alpha} \cdot (2J_A + 1)^{-1} \cdot (2s_a + 1)^{-1} \cdot \sum_{\substack{M_A M_B \\ m_a m_b}} |T_{if}|^2$$

où J_A et s_a désignent respectivement les moments angulaires totaux du noyau cible et du projectile et où M et m désignent les états magnétiques ; μ_a et μ_b sont les masses réduites des particules a et b ; k_α et k_β sont les moments relatifs des voies d'entrée et de sortie.

II.1.1 Expression de T_{if} . Les indices α et β , désignant respectivement les voies d'entrée (A,a) et de sortie (B,b) , H_α ou H_β étant l'hamiltonien des mouvements internes, T_α ou T_β l'opérateur d'énergie cinétique du mouvement relatif des deux corps, V_α et V_β le potentiel total d'interaction entre les deux corps, l'hamiltonien total H s'écrit :

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta$$

Les potentiels d'interaction V_α et V_β n'étant pas connus, les fonctions propres ψ de l'hamiltonien total ne sont pas calculables. On peut toujours écrire V_β et V_α sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} V_\beta &= U_\beta + W_\beta \\ V_\alpha &= U_\alpha + W_\alpha \end{aligned} \right\} \text{ où il n'est pas encore nécessaire de définir } U \text{ et } W.$$

D'après la théorie générale des collisions, l'expression exacte⁽⁵⁾ de l'élément de matrice T_{if} est la suivante :

$$T_{if\text{ exacte}} = \langle \Phi_\beta^{(-)} | V_\alpha - W_\beta | f_\alpha \rangle + \langle \Phi_\beta^{(-)} | W_\beta | \psi_\alpha^{(+)} \rangle$$

où f_α représente une onde plane ; les indices supérieurs + et - correspondent aux conditions asymptotiques (soient : onde plane + onde sphérique sortante (+) et onde plane + onde sphérique entrante (-)) ; la fonction d'onde $\Phi_\beta^{(-)}$ est définie plus loin.

La première approximation consiste à supposer que le phénomène le plus important apparaissant au cours d'une collision est celui de la diffusion élastique ; les diffusions inélastiques et les réactions de transfert sont alors considérées comme des perturbations. Cette hypothèse revient à dire que U_β et U_α sont les potentiels qui rendent compte de la diffusion élastique, W_α et W_β étant considérés comme une perturbation ajoutée à ces potentiels.

Le premier terme de T_{if} qui s'écrit alors :

$$\langle \Phi_\beta^{(-)} | V_\alpha - W_\beta | f_\alpha \rangle = \langle \psi_\beta^{(-)} | W_\alpha - W_\beta | f_\alpha \rangle$$

est négligé. W_β est alors "responsable" de la transition, et l'élément de matrice de la transition devient :

$$T_{if} = \langle \Phi_\beta^{(-)} | W_\beta | \psi_\alpha^{(+)} \rangle,$$

où Φ_β et Ψ_α sont respectivement solution des équations :

$$(H_\alpha + T_\alpha + \underline{V}_\alpha - E) \Psi_\alpha^{(+)} = 0 \quad (a)$$

$$(H_\beta + T_\beta + \underline{U}_\beta - E) \Phi_\beta^{(-)} = 0 \quad (b)$$

L'analyse, par le Modèle Optique, des données expérimentales sur la diffusion élastique $B(b,b)B$ permet d'obtenir la forme de U_β .

. La fonction $\Phi_\beta^{(-)}$, solution de (b), décrivant la voie de sortie est donc bien déterminée. Elle peut s'écrire sous la forme :

$$|\Phi_\beta\rangle = \underbrace{\chi(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta)}_{\substack{\text{mouvement} \\ \text{relatif} \\ \text{de la paire } (B,b)}} \cdot \underbrace{|B, b\rangle}_{\substack{\text{mouvements} \\ \text{internes}}}$$

. La fonction exacte $\Psi_\alpha^{(+)}$, solution de (a) décrivant la voie d'entrée n'est pas calculable ; mais l'approximation de Born consiste à poser :

$$|\Psi_\alpha\rangle \simeq |\Phi_\alpha\rangle = \chi_\alpha(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \cdot |A, a\rangle.$$

Nous sommes finalement ramenés à une transition entre deux états de diffusion élastique, soit :

$$T_{D.W.B.A.} = J \int d\vec{r}_\alpha \int d\vec{r}_\beta \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \langle Bb | W_\beta | Aa \rangle \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha)$$

où χ_α et χ_β sont les "ondes déformées" par le potentiel optique et décrivent respectivement les diffusions élastiques $(A + a)$ et $B + b$).

L'élément de matrice de transition apparaît ainsi sous la forme d'une mise en facteur : la partie "optique" est séparée de la partie "facteur de forme" qui, seule, dépend des modèles nucléaires choisis.

II.1.2 Calcul du facteur de forme $\langle Bb | W_\beta | Aa \rangle$.

L'interaction W_β est prise entre les états internes des paires (A,a) et (B,b) . Le facteur de forme dépend donc du type de réaction envisagé et contient à la fois l'information nucléaire et les règles de conservation sur les moments angulaires et la parité. Dans le cas d'une réaction de capture d'un nucléon par la cible (du type $({}^3\text{He}, d)$), on peut écrire la réaction sous la forme :



avec $a = (b + x)$ et $B = (A + x)$, où B ne diffère de A que par l'adjonction d'une particule : le noyau initial A et le noyau final B peuvent donc être soit des noyaux sphériques soit des noyaux déformés.

II.1.2.1 Choix de l'interaction "responsable" de la transition.

Nous avons posé $W_\beta = V_\beta - U_\beta$ où $U_\beta = U_{bB}$ optique et où V_β représente le potentiel total d'interaction entre B et b . Il est habituel de l'écrire sous la forme :

$$V_\beta = V_{bA} + V_{bx}.$$

Donc : $W_\beta = V_{bA} + V_{bx} - U_{bB\text{opt.}}$

On suppose alors :

a) que la différence $(V_{bA} - U_{bB\text{opt.}})$ est négligeable devant V_{bx} , ce qui revient à négliger les excitations de la cible ;

b) que le potentiel est central, et on écrit :

$$W_\beta = V(r_{bx}).$$

De plus, l'hypothèse selon laquelle les particules b et x sont dans un état de moment angulaire relatif nul à l'intérieur de a , permet d'intégrer sur les variables internes ξ et d'écrire :

$$\langle Bb | W_\beta | Aa \rangle = \int \Phi_B^* \Phi_b^* V(r_{bx}) \Phi_A \Phi_a d\xi$$

ou encore $\quad = \langle B | A \rangle \cdot \langle b | V(r_{bx}) | a \rangle$

II.1.2.2 Calcul de $\langle B | A \rangle$. Facteur spectroscopique.

L'élément de matrice $\langle B | A \rangle$ représente le recouvrement entre les fonctions d'onde décrivant les états nucléaires initial (A) et final (B). Le noyau B étant supposé ne différer du noyau A que par l'addition d'une particule x, cet élément de matrice se calcule en développant Φ_B en fonction de Φ_A plus une particule, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \langle B | A \rangle &= \int \Phi_B^* (\xi_A, \xi_x, r_{x_A}) \Phi_A (\xi_A) d\xi_A \\ &= \sum_{jm} \langle J_A j M_A m | J_B M_B \rangle \Phi_{jm}^* (x) \end{aligned}$$

où $\Phi_{jm}(x)$ représente la fonction d'onde de la particule capturée x dans un état de moment angulaire total j bien défini, tel que $\vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{j}$. On peut développer Φ_{jm} en termes d'"orbitales" de particules indépendantes du modèle des couches, $\psi_{\ell, j, m}$. Cette fonction d'onde se calcule en admettant le nucléon x soumis à un puits de potentiel de Woods-Saxon ayant pour forme générale $V = V_0 / [1 + e^{(r-R)/a}]$. Le rayon R et la surface de diffusion a sont suggérés par le modèle optique et sa profondeur, V, ajustée de façon à reproduire une énergie de liaison égale à l'énergie de séparation expérimentale.

Ainsi, on peut écrire :

$$\Phi_{jm}(x) = \beta_{j\ell} \psi_{j\ell m}(x).$$

Dans le cas particulier où $J_A = m_A = 0$, on obtient $\vec{j} = \vec{J}_B$ et $m = m_B$. La quantité $|\beta_{j\ell}|^2 = S_\ell$ est appelée le facteur spectroscopique ou poids de la configuration à une seule particule. C'est elle que nous cherchons à obtenir.

Deux cas sont à considérer :

a) Hypothèse des orbitales sphériques. Les fonctions d'onde φ_A et φ_B décrivent des noyaux sphériques et la particule x est donc capturée sur une orbitale ψ_{jm} , sphérique, du modèle des couches. Et pour tous les niveaux i de mêmes ℓ et j , on doit avoir :

$$\sum_i S_{\ell j}^{(i)} = 1.$$

b) Hypothèse des orbitales déformées. Ici les fonctions d'onde φ_A et φ_B sont "déformées" et la particule x est capturée sur une orbitale déformée. Dans ce cas, la fonction d'onde totale, déformée, pour un noyau pair-impair, se met sous la forme d'un produit :

$$\varphi \sim \varphi^{\text{Vib}} \cdot D \cdot \chi$$

où φ^{Vib} décrit l'état de vibration du noyau

D décrit le mouvement de rotation

χ décrit le mouvement du nucléon célibataire dans un puits de potentiel déformé.

Pour les niveaux considérés par la suite, nous supposons que le noyau n'est animé d'aucune vibration. Le moment angulaire total, $\vec{I}$, est donc tel que :

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$$

où $\vec{R}$ est le moment cinétique associé à la rotation et $\vec{j}$ le moment cinétique du nucléon célibataire.

L'état du noyau est alors caractérisé par les nombres quantiques I , M et K où M est la projection de $\vec{I}$ sur l'axe Z du laboratoire, tandis que K en est la projection sur l'axe du noyau.

Compte tenu des relations de symétrie dans l'espace à trois dimensions, la fonction d'onde totale φ s'écrit :

$$\varphi_{I, M, K}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \cdot \varphi_{\text{vib}} \cdot \left\{ \chi_{\Omega}^{\tau}(r) \varphi_{M, K}^I(\theta_i) + (-1)^{i-\varepsilon_j} \chi_{-\Omega}^{\tau}(r) \varphi_{M, K}^I(\theta_i) \right\}$$

où les θ_i désignent les angles d'Euler décrivant l'orientation des axes du noyau dans le laboratoire, et où Ω et $\mathcal{C}$, dans $\chi_{\Omega}^{\mathcal{C}}$, désignent, respectivement la projection de $\vec{j}$ sur l'axe du noyau, et l'ensemble de tous les autres nombres quantiques.

Cette fonction d'onde $\chi_{\Omega}^{\mathcal{C}}$ décrivant l'état intrinsèque sur lequel on construit la bande de rotation, s'écrit

$$\chi_{\Omega}^{\mathcal{C}} = \sum_{j\ell} c_{j\ell} \psi_{j\ell}$$

où les $\psi_{j\ell}$ sont des fonctions d'onde sphériques comme dans le cas a) ; considérant alors le recouvrement $\langle B|A \rangle$ où les fonctions φ_B et φ_A sont mises sous la forme $\varphi_{M,k}^I$, on déduit la relation ⁽⁶⁾ :

$$s_{j\ell} = \left(\frac{2}{2j+1}\right) c_{j\ell}^2$$

avec la condition $\sum_{j\ell} c_{j\ell}^2 = 1$, pour toutes les contributions différentes, j, ℓ , constituant la base.

II.1.2.3 Calcul de $\langle b | V(r_{bx}) | a \rangle$

L'élément de matrice $\langle b | V(r_{bx}) | a \rangle$ s'écrit :

$$\langle b | V(r_{bx}) | a \rangle = \int \varphi_b^* (\xi_b) V(r_{bx}) \varphi_a (\xi_b, \xi_x, r_{bx}) d\xi_b d\xi_x$$

après intégration sur les variables internes, il prend la forme :

$$\begin{aligned} \langle b | V(r_{bx}) | a \rangle &\propto V(r_{bx}) \psi_a(r_{bx}) \\ &\propto D_0 f(r_{bx}) \end{aligned}$$

II.1.3 Choix de $f(r_{bx})$: approximation de portée nulle

L'expression de l'élément de matrice de transition T_{if} comporte, rappelons-le, une intégration à la fois sur $\vec{r}_\alpha$ et $\vec{r}_\beta$. L'introduction de "l'approximation de portée nulle" permet de réduire ces calculs. En effet dans cette approximation $\vec{r}_\beta = \frac{m_A}{m_B} \vec{r}_\alpha$ et l'intégrale à six dimensions se réduit à une intégrale à trois dimensions, ce qui revient à considérer $V(r_{bx})$ comme un potentiel d'interaction à très courte portée et se traduit par :

$$D_0 f(r_{bx}) = D_0 \mathcal{G}(r_{bx}).$$

L'amplitude D_0 inclut le recouvrement entre les états internes des deux particules a et b ; ce recouvrement est en quelque sorte un facteur spectroscopique, indiquant la valeur de l'approximation "a=b+x".

Bassel⁽⁷⁾ a calculé cette amplitude D_0 dans le cas de la réaction ($^3\text{He}, d$) en utilisant des fonctions d'onde approximatives pour les particules ^3He et d ; ce calcul se fait, soit en tenant compte de l'interaction coulombienne entre b et x dans l'expression de V_{bx} , soit en la négligeant : ces valeurs diffèrent de 15%.

II.1.4 Comparaison Expérience-Théorie. (Programme "Julie").

Nous avons utilisé pour le calcul de T_{if} , le programme "JULIE" d'Oak Ridge⁽⁸⁾. En isolant, dans l'expression de $d\sigma/d\Omega$, la partie calculable par ce programme et désignée par $\sigma_{DWBA}(\theta)$, la section efficace différentielle, pour un niveau donné, est obtenue sous la forme suivante, dans le cas d'une cible paire-paire ($J_A = 0 \ J_B = j$) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = N. (2j + 1). C^2 \cdot S_{\ell, j} \cdot \sigma_{D.W.B.A.}(\theta)$$

où N est le facteur de normalisation lié à D_0 , calculé par Bassel ; il est pris égal à 4,4 pour notre analyse ; C est un coefficient de couplage de spin isobarique ; S est le facteur spectroscopique.

Ainsi, le moment angulaire (ℓ_p) du proton transféré est déterminé par la forme de la distribution angulaire et le facteur spectroscopique S par comparaison entre les valeurs absolues des sections efficaces expérimentales et théoriques.

En conclusion, toutes les approximations impliquées dans le cadre de cette méthode des ondes déformées, ajoutées aux erreurs expérimentales sur $d\sigma/d\Omega$, introduisent de grandes incertitudes sur la valeur de S. Mais les règles de somme, dont nous parlons dans la section suivante, vont nous aider à diminuer ces incertitudes et nous permettre de déduire de la valeur de S des informations sur la structure nucléaire.

II.2 REGLE DE SOMME

II.2.1 Hypothèse des orbitales sphériques

L'intensité totale, G, d'un état à une seule particule, de j donné, est défini par :

$$G = \sum_n (2j + 1) C^2 \cdot S_j^{(n)},$$

dans le cas d'un "transfert de particule" sur une cible paire-paire. Dans cette expression, n représente le nombre d'états possédant le même spin j et la même parité ; S est le facteur spectroscopique défini plus haut ; C est le coefficient du couplage de spin isobarique lié à la répartition de la section efficace totale entre les deux groupes d'états possibles $T_> = T+1/2$ et $T_< = T-1/2$ obtenus en ajoutant un proton à la cible. T = spin isobarique total de la cible = $T_Z = \frac{N-Z}{2}$. Dans notre cas, $C^2 = \frac{2T}{2T+1} \neq 1$.

L'intensité G se décompose donc de la façon suivante :

$$G = G_{T_<} + G_{T_>} .$$

French et Mac Farlane⁽⁹⁾ ont calculé les composantes $G_{T_<}$ et $G_{T_>}$, dans le cadre du modèle des couches :

$$G_> = \langle \text{trous de neutrons} \rangle_j \cdot \frac{1}{N-Z+1} ,$$

$$G_< = \langle \text{trous de protons} \rangle_j - \frac{1}{N-Z+1} \langle \text{trous de neutrons} \rangle_j ,$$

N et Z étant respectivement le nombre de neutrons et de protons du noyau cible. Pour $N \gg Z$ (cas des noyaux lourds), la composante $G_>$ est négligeable. Pratiquement toute l'intensité est répartie sur des états appartenant à la composante $T=1/2$. Lorsque le proton sera capturé sur une orbite vide du modèle des couches située au-dessus du coeur $Z=50$, on aura donc :

$$G = G_< = (2j+1).$$

Dans la mesure où cette limite de la règle de somme peut être vérifiée par l'expérience, on pourra accorder une certaine confiance aux valeurs absolues des facteurs spectroscopiques.

II.2.2 Hypothèse des orbitales déformées

Ici, le nombre de places disponibles sur une orbitale vide n'est plus égal à $2j+1$: en effet nous rappelons que la déformation lève la dégénérescence des niveaux du modèle des couches, sphériques, à particule indépendante : chaque niveau de j donné, dégénéré en m_j (ici appelé Ω) d'ordre $(2j+1)$, est séparé par la déformation en $\frac{2j+1}{2}$ sous-niveaux de $|\Omega|$ donné, donc dégénérés d'ordre 2 : chaque état intrinsèque de Nilsson peut, par conséquent, contenir deux nucléons identiques ; et de fait, pour une bande de rotation donnée, dont chaque membre a la même structure intrinsèque, ce résultat se retrouve à l'aide des relations de la première partie et par analogie avec le § II.2.1 ci-dessus ; en effet :

$$\sum_{j\ell} (2j+1) S_{\ell j} = 2 \underbrace{\sum_{j\ell} c_{j\ell}^2}_{=1} = 2 .$$

II.3 PARAMETRES DU MODELE OPTIQUE

Nous avons vu que le calcul des fonctions d'onde χ_β et χ_α impliquait la connaissance d'un potentiel optique $U(r)$. Il est donc nécessaire d'en déterminer les paramètres dans la voie d'entrée d'une part, et dans la voie de sortie d'autre part. Le modèle optique considère le noyau comme une sphère de matière nucléaire à la fois réfringente et absorbante. S'appliquant essentiellement à la diffusion élastique, il regarde le noyau de façon macroscopique, le modèle n'étant pas "sensible" à la structure nucléaire. Par conséquent on utilise un ensemble "moyen" de paramètres caractérisant un potentiel optique, pour la diffusion d'un certain type de particules par différents noyaux. Ces paramètres varient lentement en fonction de la masse A et de l'énergie.

Ayant à notre disposition l'ensemble de paramètres (désigné par paramètres "Sn") utilisé pour les réactions $\text{Sn}(^3\text{He}, d)\text{Sb}^{(10)}$ faites à 18 MeV de ^3He , nous pensions nous servir de celui-ci pour l'analyse de nos expériences $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$ faites également avec des ions ^3He de 18 MeV. Cet ensemble donne une courbe théorique satisfaisante pour la diffusion élastique expérimentale de ^3He de 18 MeV sur le cadmium ; en ce qui concerne la voie de sortie, nous ne possédions pas de courbes expérimentales $\text{In}(d, d)\text{In}$ pour une énergie incidente comprise entre 16 et 20 MeV ; il n'était donc pas possible de les comparer avec la courbe théorique donnée par l'ensemble de paramètres "Sn" décrivant la voie deutons.

Mais les spins et parités des trois premiers niveaux de ^{115}In sont bien établis :

- le fondamental est un $9/2^+$ ($\ell_p=4$),
- le premier état excité est un $1/2^-$ ($\ell_p=1$),
- le deuxième état excité est un $3/2^-$ ($\ell_p=1$).

Les courbes théoriques calculées avec l'ensemble "paramètres Sn" devaient donc être en accord avec celles fournies par l'expérience, pour les distributions angulaires de deutons conduisant à ces trois états : la figure 4 montre que ce n'est pas le cas.

Afin d'obtenir un ensemble de paramètres satisfaisant, nous avons repris l'analyse de nos données expérimentales de diffusion élastique $\text{Cd}(^3\text{He}, ^3\text{He})\text{Cd}$ à 18 MeV et d'autre part fait varier les différents paramètres de l'ensemble "Sn" dans la voie de sortie deutons tout en respectant les résultats connus dans la littérature sur la diffusion élastique $\text{In}(d, d)$ à $E \approx 15$ et 16 MeV.

II.3.1 Voie d'entrée (^3He)

La figure 5 (a et b) montre les sections efficaces expérimentales de diffusion élastique des ions ^3He de 18 MeV sur les cibles de ^{114}Cd et ^{106}Cd . Les courbes expérimentales ne sont pas structurées et diffèrent peu de celles qui avaient été obtenues pour la diffusion élastique $\text{Sn}(^3\text{He}, ^3\text{He})\text{Sn}$; si bien que l'ensemble de paramètres décrivant cette dernière a dû être très peu modifié.

Nous avons utilisé le programme "MAGALI" écrit par J. Raynal pour la recherche automatique des paramètres du modèle optique. Ce programme nous permet d'effectuer une recherche, soit sur chaque paramètre séparément, les autres étant "fixés", soit sur plusieurs à la fois, la méthode employée étant celle d'une minimisation de

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{\text{exp}}(\theta) - \sigma_{\text{théor}}(\theta)}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta)} \right]^2$$

où $\Delta\sigma_{\text{exp}}$ est l'erreur liée à σ_{exp} (représentée par les barres d'erreurs indiquées sur la figure 5(a et b)).

Ayant ainsi fait varier les paramètres ^3He de l'ensemble "Sn", il a été possible d'abaisser la valeur du χ^2 de 2 à 0,4 en diminuant la valeur du rayon imaginaire r' de 1,6 fm à 1,4 fm. Les courbes en $\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$ présentées sur la figure 6 montrent l'accord optimal ainsi obtenu.

La valeur $r' = 1,4$ fm a été conservée, bien que l'amélioration du χ^2 n'ait pas grande signification ; mais cette valeur fait diminuer très légèrement l'écart entre les formes des distributions angulaires expérimentales et théoriques, dans le cas des moments angulaires de transferts connus $\ell_p = 4$ et $\ell_p = 1$.

Les courbes théoriques de la figure 5 (a et b) correspondent ainsi à $r'=1,4$ fm, tous les autres paramètres étant ceux de l'ensemble "Sn".

II.3.2 Voie de sortie (deutons)

Il n'existe pas à notre connaissance de diffusions élastiques expérimentales de deutons sur l'indium dans le domaine d'énergie compris entre 16 et 20 MeV, correspondant à celui des expériences faites ici. Cependant, les paramètres, dits "paramètres Sn", constituaient un bon ensemble de départ car (figure 4) si l'accord n'est pas réalisé entre les formes des distributions angulaires expérimentales et théoriques, l'écart est tout de même faible. Il suffisait donc i) d'étudier l'action, sur la forme de ces distributions angulaires, d'une variation de 10 à 15% de chacun des paramètres du modèle optique de la voie deutons ; ii) de tenir compte des résultats expérimentaux sur la diffusion élastique de deutons faite à des énergies plus basses et qui permettent d'étudier le comportement de cette diffusion élastique sur des éléments proches d'une couche fermée.

Or, des études systématiques sur toute une série de noyaux, faites entre 11 et 15 MeV d'énergie de deutons^(11, 12, 13, 14) révèlent l'influence de la couche fermée en protons $Z=50$. En effet, les courbes de diffusions élastiques doivent être de moins en moins oscillantes lorsque la masse augmente. Or, les oscillations commencent à réapparaître pour le cadmium, atteignent un maximum d'amplitude pour les étains et s'amortissent à nouveau. Il n'est donc pas étonnant qu'un même ensemble de paramètres "deutons" soit incapable de reproduire les formes caractéristiques d'un moment angulaire transféré ℓ_p , à la fois pour les réactions $\text{Sn}(^3\text{He}, d)\text{Sb}$ et les réactions $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$.

Certains auteurs^(11, 12, 13, 14, 15) ont vérifié que cette "sensibilité" aux détails de la structure nucléaire était davantage ressentie par la partie imaginaire W du potentiel optique : quand on s'éloigne d'une couche fermée, il est nécessaire d'augmenter la profondeur W de la partie imaginaire du potentiel et de rendre la surface plus diffuse en augmentant a'_0 .

Ainsi, après avoir étudié l'effet d'une variation de 10 à 15% de chaque paramètre (partie réelle + partie imaginaire) de la voie deutons sur les formes des distributions angulaires de "stripping" et, en tenant compte des remarques précédentes, nous avons finalement été amenés à prendre l'ensemble présenté dans le tableau 2 (page 34). La figure 7 montre la courbe expérimentale obtenue par Hjorth⁽¹³⁾ avec 14,5 MeV de deutons, ainsi que la courbe théorique calculée avec l'ensemble du tableau 2.

Nous avons vérifié, en étudiant également l'effet d'une variation de 10 à 15% de chaque paramètre du facteur de forme sur les distributions angulaires des moments transférés, que la forme de ces dernières restait inchangée, ainsi que les valeurs absolues à quelques % près.

Tableau 2

PARAMETRES DU MODELE OPTIQUE

Particule	V	r_o	a_o	r_c	W	W'	V_{SO}	r'_o	a'_o
^3He	170	1.14	0.723	1.4	20	0	0	1.4	0.81
d	98	1.08	0.86	1.15	0	70	6	1.34	0.76
p	a)	1.25	0.65	1.25	0	0			

a) La profondeur du puits est calculée de façon que l'énergie de liaison de la particule soit égale à l'énergie de séparation expérimentale, la forme de ce puits étant la suivante :

$$U(r)=U_c - \left[V (1+e^x)^{-1} + a (\ell)\lambda_{SO} \left(\frac{\hbar}{2m_p c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{e^x}{(1+e^x)^2} \right]$$

avec $\lambda_{SO} = 25$ (coefficient du potentiel spin-orbite), tandis que les potentiels décrivant les voies d'entrée et de sortie ont la forme :

$$U(r)=U_c - V (1+e^x)^{-1} - i \left[W-W' \frac{d}{dx'} \right] (1+e^{x'})^{-1} + \left(\frac{\hbar}{m c}\right)^2 V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (1 + e^x)^{-1} \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma}$$

où $x = (r - r_o A^{1/3})/a_o$,

$x' = (r - r'_o A^{1/3})/a'_o$.

Nous précisons que toute l'analyse a été faite sans utiliser de rayon de coupure inférieur, après avoir vérifié, en faisant varier celui-ci de $R_{c.o.} = 1\text{fm}$ à $R_{c.o.} = 6\text{ fm}$, que l'intérieur du noyau ne contribuait pas à la réaction, celle-ci étant bien localisée en surface.

En résumé, le tableau 2 indique les paramètres relatifs au facteur de forme aux voies d'entrée et de sortie, utilisés pour l'analyse de nos résultats ainsi que la forme des potentiels.

CHAPITRE III

PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre est consacré à la présentation des données expérimentales : d'une part, on y trouvera les spectres, les distributions angulaires et les valeurs absolues des sections efficaces. D'autre part, l'analyse en DWBA, dont la méthode vient d'être décrite dans le précédent chapitre, nous a permis, pour un certain nombre de niveaux, d'extraire :

- . la valeur ℓ_p du moment angulaire du proton transféré dans le noyau cible, au cours de la réaction $_{48}\text{Cd}(^3\text{He},d)_{49}\text{In}$,
- . l'intensité de simple particule définie par la quantité $(2j+1)S$ où S est le facteur spectroscopique. Les résultats de cette analyse sont résumés dans les tableaux 3, 4 et 5.

La première partie de ce chapitre traite des résultats relatifs à l'étude des isotopes 115 et 107 de l'indium, tandis que la seconde traite des trois premiers niveaux seulement, obtenus dans les différents isotopes 107, 111, 113, 115 et 117 de l'indium.

La discussion des résultats est faite dans le chapitre suivant.

III.1 ANALYSE DES ISOTOPES 115 et 107 DE L'INDIUM

Nous présentons ci-dessous les résultats concernant les réactions $^{106-114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107-115}\text{In}$ où les deutons ont été détectés à l'aide du spectrographe Buechner. Avant d'étudier plus en détail chacune de ces réactions, nous donnons des informations qui leur sont communes.

Les bilans énergétiques Q de ces réactions, mesurés par nos expériences, sont les suivants, en accord avec ceux de la Table de Masses⁽¹⁶⁾. La précision concernant la mesure du Q de la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$ a été nettement améliorée.

Réaction	$Q(\text{keV})$ présent travail	$Q(\text{keV})$ réf. 16)
$^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$	$+ 1320 \pm 15 \text{ keV}$	$+ 1319 \pm 8 \text{ keV}$
$^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$	$- 1764 \pm 20 \text{ keV}$	$- 1830 \pm 150 \text{ keV}$

Les figures 8 et 9 montrent le spectre typique obtenu pour chacune de ces deux réactions. La résolution est d'environ 40 keV.

Jusqu'à une énergie d'excitation de 1650 keV (pic n° 6) dans ^{115}In et de 1500 keV (pic n° 4) dans ^{107}In , les spectres respectifs présentent une structure relativement simple ; mais, pour une énergie d'excitation plus élevée, la densité de niveaux s'accroît et une structure beaucoup plus complexe apparaît.

Les pics, jusqu'à environ 3 MeV d'énergie d'excitation, sont numérotés ; l'énergie des niveaux correspondants est donnée dans les tableaux 3 et 4 avec une erreur maximale de 10 à 20 keV suivant l'intensité de la transition.

Nous avons détaillé, au chapitre I, les différents types d'erreurs intervenant dans nos expériences ; ici, nous précisons que les barres d'erreur sur les points expérimentaux de distributions angulaires représentent les incertitudes sur les valeurs relatives des sections efficaces différentielles. Nous estimons à 10 ou 15% les erreurs sur les valeurs relatives de facteurs spectroscopiques. Ces valeurs importantes sont directement liées aux amplitudes relatives des configurations "simple particule" des différents états excités. Quant aux erreurs sur les valeurs absolues des facteurs spectroscopiques, il est difficile de les évaluer. En effet, il faudrait tenir compte, en plus de l'erreur sur la valeur relative :

- i) de l'erreur introduite par la détermination des valeurs absolues des sections efficaces expérimentales, soit 12% (voir chapitre I) ;
- ii) des erreurs inhérentes à la méthode d'analyse utilisée (DWBA) ;

ces dernières proviennent du facteur de normalisation N (nous avons utilisé la valeur $N = 4,4$ qui est celle calculée par Bassel⁽⁷⁾ et couramment employée pour l'analyse d'expériences de ce type) et des approximations faites dans le calcul de σ_{DWBA} .

Cependant, nous pouvons comparer les facteurs spectroscopiques obtenus avec la limite de la règle de somme : dans le cas de la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$, d'une part, un niveau et un seul correspond à un transfert $\ell_p = 4$ et le facteur spectroscopique obtenu indique bien qu'il contient toute l'intensité $1g_{7/2}$ et, d'autre part, les intensités "simple particule" $\ell_p = 2(2d_{3/2}, 2d_{5/2})$ et $\ell_p = 0(3s_{1/2})$ sont faibles (de l'ordre de quelques %) et réparties sur de nombreux états vrais.

Ces deux résultats nous incitent à penser que les erreurs commises sur les valeurs absolues ne sont pas supérieures à environ 30%.

III.1.1 Réaction $^{114}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{49}\text{In}$

Le noyau cible de cadmium comporte deux trous dans la couche $Z = 50$: le transfert du proton se fera donc, d'une part sur les orbites où peuvent se trouver les deux trous ($1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$...) et, d'autre part, sur les orbites vides situées au-dessus du coeur $Z = 50$, prévues par le modèle des couches comme étant :

$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$	$2d_{3/2}$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$
↓	↓	↓	↓	↓
$\ell_p = 2$	$\ell_p = 4$	$\ell_p = 2$	$\ell_p = 0$	$\ell_p = 5$

Bien que les formes des distributions angulaires correspondantes ne soient pas très structurées, les formes de ces courbes théoriques, pour les transferts $\ell_p = 0, 2, 4$ ou 5 , sont différentes et caractéristiques du moment angulaire ℓ_p transféré, comme on le voit sur la figure 10. Une ambiguïté semble subsister pour le choix entre $\ell_p = 4$ et $\ell_p = 5$, mais des résultats connus par ailleurs nous ont imposé d'éliminer dans certains cas une des deux valeurs.

Résultats de l'analyse en D.W.B.A.

1) Attribution des ℓ_p . Sur la figure 10, nous avons reporté les distributions angulaires expérimentales et les courbes théoriques correspondantes, calculées par le code Julie à l'aide de l'ensemble des paramètres du tableau 2, pour les pics n^{os} 0, 1, 2, 3, 4 et 6.

. Les trois premiers niveaux correspondent parfaitement à des transferts $\ell_p = 4$ ($9/2^+$) et $\ell_p = 1$ ($1/2^-$ ou $3/2^-$), résultats en accord avec les attributions de spin faites précédemment⁽¹⁾ : $9/2^+$ (fondamental), $1/2^-$ (335 keV) et $3/2^-$ (590 keV). Une étude systématique de ces trois niveaux est faite au paragraphe (III.2).

- Le pic n° 3, vers 830 keV, n'est pas simple.

La résolution expérimentale de 40 keV nous indique la présence de deux niveaux distants de 30 à 40 keV. La distribution angulaire expérimentale de ce pic montre clairement la présence des transferts $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 2$. Le meilleur ajustement entre courbe expérimentale et courbe théorique a été obtenu par une addition de ces transferts en proportions égales. Ces résultats sont en accord avec ceux des expériences de radioactivité⁽¹⁷⁾ qui ont mis en évidence deux niveaux : à 825 keV ($3/2^+$) et 864 keV ($1/2^+$).

La distribution angulaire expérimentale du pic n° 4 à 935 keV est comparée à la courbe théorique calculée pour un transfert $\ell_p = 4$ ($7/2^+$). En effet, les expériences de radioactivité^(18,19,20) ont mis en évidence un niveau $7/2^+$ à 935 keV. Or, on constate que les deux courbes sont en désaccord aux angles avant ($\theta \leq 20^\circ$). L'accord devient excellent si, au transfert $\ell_p = 4$ ($7/2^+$), on ajoute dans un rapport 1/10 la section efficace théorique correspondant à un transfert $\ell_p = 1$ ou $\ell_p = 2$ (figure 11), ce qui revient à ajouter deux sections efficaces $\ell_p = 4$ et $\ell_p = 1$ ou $\ell_p = 2$ du même ordre de grandeur ; en effet, les conditions cinématiques de l'expérience sont telles que le transfert $\ell_p = 1$ ou $\ell_p = 2$ est favorisé d'un facteur égal environ à 10 par rapport au transfert $\ell_p = 4$. Or, la largeur à mi-hauteur de ce pic n° 4 est bien de 40 keV, résolution expérimentale. Nous en déduisons qu'il y a deux niveaux dans ce pic n° 4 et qu'ils sont distants de moins de 20 keV.

Cependant, en radioactivité β de $^{115m}\text{Cd}(11/2^-)$, seul le niveau $7/2^+$ est observé ; par conséquent, le spin du deuxième niveau est égal ou inférieur à $5/2^+$ ou $7/2^-$ d'après les règles de sélection relatives à la radioactivité β , ce qui est en accord avec nos ré-

sultats. De plus, l'attribution $\ell_p = 1$ entraînerait une intensité $(2J+1) S \approx 0,85$, à comparer aux valeurs 0,14 et 0,15 obtenues pour les premiers états $1/2^-$ et $3/2^-$; or cet état situé à environ 940 keV n'est pas excité par la réaction $\text{Sn}(d, {}^3\text{He})\text{In}$ comme le sont les états $1/2^-$ et $3/2^-$; l'hypothèse $\ell_p = 2$ reste donc la plus probable. Tout récemment⁽²¹⁾, une expérience d'excitation coulombienne vient de situer un niveau à $(944 \pm 0,5)$ keV et lui attribue le spin $5/2^+$. Ces résultats préliminaires confirment donc la mise en évidence, par notre expérience, d'un doublet à 935 keV. Remarquons que, quel que soit le mélange, $10(\ell_p = 4) + (\ell_p = 1)$ ou $10(\ell_p = 4) + (\ell_p = 2)$, on constate que toute l'intensité $\ell_p = 4$ ($7/2^+$) est localisée dans ce niveau à 935 keV.

. Le pic n° 6 observé à 1650 keV correspond à un transfert $\ell_p = 2$, sans ambiguïté. On ne peut trancher entre $3/2^+$ et $5/2^+$ dans notre expérience. Mais des expériences d'excitation coulombienne⁽¹⁹⁾ lui attribuent un spin compris entre $5/2^+$ et $13/2^+$, ce qui est donc en faveur d'un spin $5/2^+$.

. Les distributions angulaires expérimentales pour les pics n°s 5, 8, 9, 10, 15 et 18 sont représentées sur la figure 12. Elles correspondent à des pics soit très faiblement excités comme le pic n° 5, soit mal résolus et donc difficiles à séparer. De plus, la présence d'impuretés à certains angles a rendu l'analyse de ces pics parfois impossible. Par suite, les erreurs expérimentales ne permettent pas d'obtenir des courbes de distributions angulaires caractéristiques du moment angulaire transféré. Néanmoins, nous pouvons affirmer que ces pics, excepté le pic n° 5, correspondent à des transferts $\ell_p = 0$ ou $\ell_p = 2$, les transferts $\ell_p = 4$ ou $\ell_p = 5$ étant exclus comme le montre la figure 12.

La distribution angulaire du pic n° 5 est compatible avec celle d'un transfert $\ell_p = 4$. Ce résultat est en accord avec les attributions $7/2^+$ ou $9/2^+$ faites par d'autres auteurs (18, 19, 21, 22, 23).

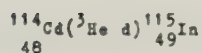
La distribution angulaire du pic n° 10 semble bien être celle correspondant à un transfert $\ell_p = 0$, bien que l'analyse n'ait pu être faite que pour des angles $\theta \leq 50^\circ$. Ce niveau à 2190 keV aurait donc un spin $1/2^+$.

De même, la distribution angulaire du pic n° 15 est très certainement celle d'un transfert $\ell_p = 0$ et ce niveau à 2800 keV aurait un spin $1/2^+$.

La distribution angulaire du pic n° 18 n'a pu être également obtenue que pour $\theta_{cm} < 50$. Malgré cela, elle a une forme correspondant parfaitement à un transfert $\ell_p = 2$. Le niveau n° 18 à 3100 keV a donc un spin $3/2^+$ ou $5/2^+$.

2) Facteurs spectroscopiques. Dans le tableau 3 sont résumés tous nos résultats. La première colonne donne le numéro des pics de la figure 8, la deuxième colonne, l'énergie d'excitation du (ou des) niveau(x) correspondant(s), les troisième et quatrième colonnes, le moment angulaire ℓ_p transféré, et le spin et la parité, déduits de ce travail. Dans la cinquième colonne, sont indiquées les intensités $(2j+1)S$ à comparer à la limite de la règle de somme donnée dans la sixième colonne. Le facteur spectroscopique S ou poids de la configuration à une seule particule est porté dans la septième colonne. Enfin, dans les deux dernières colonnes, sont réunis les énergies, spins et parités des niveaux étudiés dans d'autres travaux.

Tableau 3



Références (1, 17 à 23)

N° du pic	Energie d'excitation (keV)	ℓ_p	J^π	$(2j+1)S$	Limite théorique de la règle de somme	S en %	Energie d'excitation (keV)	J^π
0	0	4	$9/2^+$	0,9	2	v. tableau 5	0	$9/2^+$
1	335	1	$1/2^-$	0,14	2		335	$1/2^-$
2	590	1	$3/2^-$	0,15	2		590	$3/2^-$
3 double	~ 830	$\begin{Bmatrix} 2 \\ + \\ 0 \end{Bmatrix}$	$3/2^-$	0,3	4	7,5%	825	$3/2^+$
			$1/2^+$	0,3	2	15%	864	$3/2^+, 1/2^+$
4 double	935	$4 \rightarrow \begin{Bmatrix} 2 \\ \text{ou} \\ 1 \end{Bmatrix}$	ou $\begin{Bmatrix} 5/2^+ \\ 3/2^+ \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,86 \\ 1,04 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 6 \\ 4 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 13\% \\ 26\% \end{Bmatrix}$	(944)	$(5/2^+)$
			$7/2^+$	8,5	8	100%	935	$7/2^+$
5	1450	4	ou $\begin{Bmatrix} 7/2^+ \\ 9/2^+ \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,61 \\ 0,32 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 8 \\ 2 \end{Bmatrix}$	7,6%	1450	$(7/2^+)(9/2^+)$
			ou $\begin{Bmatrix} 5/2^+ \\ 3/2^+ \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,5 \\ 0,65 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 6 \\ 4 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 8,5\% \\ 16\% \end{Bmatrix}$	1645	$(13/2^+)$
6	1650	2						
7	1745							
8	1880	ou $\begin{Bmatrix} 2 \\ 0 \end{Bmatrix}$	ou $\begin{Bmatrix} 5/2^+ \\ 3/2^+ \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,23 \\ 0,3 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 6 \\ 4 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 4\% \\ 7,5\% \end{Bmatrix}$		
			$1/2^+$	0,12	2	6%		
9	2015	ou $\begin{Bmatrix} 0 \\ 2 \end{Bmatrix}$	$1/2^+$	0,15	2	7,5%		
			ou $\begin{Bmatrix} 5/2^+ \\ 3/2^+ \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,27 \\ 0,37 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 6 \\ 4 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 4,5\% \\ 8,7\% \end{Bmatrix}$		
10	2195	0	$1/2^+$	0,11	2	5,5%		
11 double	2280							
12 double	2445							
13	2565							
14 double	$\begin{Bmatrix} 2645 \\ 2685 \end{Bmatrix}$							
15	2815	0	$1/2^+$	0,107	2	5,3%		
16	2950							
17	3030							
18	3110	2	ou $5/2^+$	0,28	6	4,7%		
			$3/2^+$	0,36	4	9%		

Lorsqu'il est possible d'attribuer plusieurs valeurs de moment de transfert à un même pic, nous les indiquons, ainsi que les intensités et facteurs spectroscopiques correspondants.

En conclusion, il est intéressant de remarquer qu'un niveau contient toute l'intensité $1g_{7/2}$, tandis que les autres ne contiennent qu'un faible pourcentage des intensités $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$. Cela se voit tout de suite de façon frappante, d'après l'allure même du spectre, si nous nous rappelons que les conditions dynamiques favorisent les $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 2$ d'un facteur d'environ 10 par rapport à $\ell_p = 4$ et sachant que le pic n° 4 à 935 keV comporte toute l'intensité $\ell_p = 4$ ($1g_{7/2}$).

III.1.2 Réaction $^{106}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}_{49}\text{In}$

Nous rappelons ici que les niveaux de ^{107}In n'étaient absolument pas connus jusqu'à présent ; nous donnons dans le tableau 4 , en première et deuxième colonnes, tous les niveaux de cet isotope observés dans notre expérience, jusqu'à environ 3 MeV d'énergie d'excitation.

1) Attribution des ℓ_p .

La figure 13 montre les distributions angulaires expérimentales et théoriques obtenues pour les pics n°s 0, 1, 2 et 4.

Les distributions angulaires du niveau fondamental n° 0 et du premier état excité n° 1 correspondent à un transfert $\ell_p = 4$ et $\ell_p = 1$, respectivement. Le fondamental est donc un état $9/2^+$ comme dans tous les autres isotopes de l'indium ; le premier état excité est vraisemblablement l'état $1/2^-$ (et non $3/2^-$) observé comme premier état excité dans tous les isotopes de l'indium (voir fig. 14). Cet état $1/2^-$ est observé à 670 keV. Le pic n° 2, à 1120 keV, est

à 450 keV de l'état $1/2^-$: ainsi, nous n'observons pas, comme dans les autres isotopes⁽¹⁾, d'état $3/2^-$ situé à environ 260 keV de l'état $1/2^-$: mais il peut être situé à une énergie d'excitation plus élevée.

Le pic n° 2 à 1120 keV n'est pas simple. Il n'a pas pu être analysé aux petits angles à cause de la présence d'impuretés. Nous pouvons affirmer, d'après la surface totale de ce pic obtenu en tenant compte de ces impuretés, que la distribution angulaire décroît fortement pour $\theta < 20^\circ$. Nous avons essayé plusieurs mélanges de moments transférés, et dans des proportions différentes, pour tenter de reproduire la distribution angulaire expérimentale de ce pic complexe.

Il ressort de ces tentatives que la présence des deux transferts $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 4$, au moins, est nécessaire et dans les proportions $10(\ell_p = 4) + (\ell_p = 0)$ pour obtenir un bon accord entre courbes théoriques et expérimentales. Cet accord semble être encore amélioré en ajoutant à ce mélange un transfert $\ell_p = 2$ dans les proportions $10(\ell_p = 4) + (\ell_p = 0) + (\ell_p = 2)$. De toutes façons, dans les deux cas, nous constatons que presque toute l'intensité $1g_{7/2}$ est contenue dans ce pic (voir tableau 4).

Si nous comparons les spectres de ^{107}In et de ^{115}In obtenus par la réaction $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$, nous remarquons une analogie entre les deux spectres ; nous rappelons que les pics n° 3 et n° 4 de ^{115}In ont été analysés en considérant également les transferts $\ell_p = 0$, $\ell_p = 2$ et $\ell_p = 4$, dans les mêmes proportions soient : $10(\ell_p = 4) + (\ell_p = 0) + (\ell_p = 2)$. Il n'est donc pas exclu de penser à une structure semblable à celle de ^{115}In dans cette région du spectre de ^{107}In , et qui contiendrait de la même façon la majeure partie de l'intensité $1g_{7/2}$.

La distribution angulaire du pic n° 4 correspond sans ambiguïté à un transfert $\ell_p = 2$. Cet état à 1490 keV a donc un spin $3/2^+$ ou $5/2^+$.

Sur la figure 15, nous présentons les distributions angulaires des pics n° 3, 5 + 6 + 7, et 8.

Le pic n° 3 a 1400 keV est faiblement excité par la réaction, et sa distribution angulaire peut être compatible soit avec celle d'un moment de transfert $\ell_p = 0$ soit avec celle d'un $\ell_p = 1$; cette dernière attribution pourrait conduire à l'état $3/2^-$, non observé à plus basse énergie d'excitation.

De toutes façons, dans les deux cas, le facteur spectroscopique extrait est très faible (voir tableau 4).

En ce qui concerne le groupe de pics n° 5 + 6 + 7 vers 1800 keV : pour les angles très à l'avant, entre 8° et 18° , la distribution angulaire du pic n° 7 seul présente les caractéristiques d'un moment transféré $\ell_p = 0$, les pics n° 5 et 6 étant très faiblement excités, ou cachés par une impureté. Mais aux angles arrière, le pic n° 7 est à son tour très peu excité par rapport au pic n° 6 dont la section efficace s'accroît de façon très marquée ; le pic n° 5 reste toujours faiblement excité. Nous avons donc été conduits à étudier la distribution angulaire du groupe 5 + (6+7) difficilement séparable, dans la plupart des cas.

Pour reproduire la courbe expérimentale ainsi obtenue, nous avons dû ajouter au transfert $\ell_p = 0$ caractéristique du pic n° 7, un transfert $\ell_p = 4$ ou $\ell_p = 5$ dans les proportions $(\ell_p = 0) + 30(\ell_p = 4 \text{ ou } 5)$. Le pic n° 7 à 1840 keV a donc un spin $1/2^+$. Le pic n° 6 à 1790 keV correspond à un transfert $\ell_p = 4$ ou 5, donc à un spin $9/2^+$, $7/2^+$ ou $11/2^-$; quant au pic n° 5 à 1720 keV, ou bien il correspond également à un transfert $\ell_p = 4$ ou 5, ou bien, dans le cas d'un autre moment transféré, il n'influence pas la distribution angulaire du groupe, étant très peu excité.

Le pic n° 8 à 2200 keV apparaît comme un pic simple ; mais sa distribution angulaire n'est pas reproduite par un transfert unique. Il est nécessaire d'envisager le mélange ($\ell_p = 0$) + 10($\ell_p = 4$) ou ($\ell_p = 0$) + 10($\ell_p = 5$), pour obtenir un accord entre la courbe théorique et la courbe expérimentale. De toutes façons les facteurs spectroscopiques sont faibles (voir tableau 4). Ce pic à 2200 keV est donc double, et les deux pics qu'il contient sont distants de moins de 20 keV.

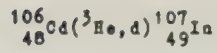
2) Facteurs spectroscopiques.

Le tableau 4 résume les résultats de l'analyse concernant la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$, soit : les énergies d'excitation, les moments angulaires transférés, les intensités $(2j+1)S$ et les facteurs spectroscopiques. Ces derniers, extraits pour la plupart à la suite de mélanges de ℓ_p , sont donnés à 40%.

Conclusion. Les deux réactions $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$, conduisant aux états excités de ^{107}In et de ^{115}In , nous amènent à des situations expérimentales tout à fait analogues. Dans les deux cas, le transfert $\ell_p = 4$ est défavorisé (d'un facteur 10 (^{115}In) et 20 (^{107}In)) par rapport aux autres transferts possibles $\ell_p = 0$ $\ell_p = 2$ dans cette région de masse . Cependant, dans les deux cas, le niveau le plus excité qui correspond au pic le plus intense des spectres 8 et 9 est un état $7/2^+$ ($\ell_p = 4$) qui contient la majeure partie de l'intensité simple particule $g_{7/2}$.

Dans les deux cas, le reste du spectre est constitué d'une multitude de pics faiblement excités correspondant à des transferts $\ell_p = 0$ ou 2, et donc à des niveaux $1/2^+$, $3/2^+$ ou $5/2^+$ contenant une très faible partie de l'intensité simple particule.

Tableau 4



N° du pic	Energie d'excitation (keV)	ℓ_p	J^π	$(2J+1)S$	Limite théorique de la règle de somme	S en %
0	0	4	$9/2^+$	0,8	2	} Voir tableau 5
1	670	1	$1/2^-$	0,07	2	
2*	1120	$\begin{Bmatrix} 4 \\ + \\ 0 \end{Bmatrix}$	$7/2^+$	7,5	8	94%
			$+$			
			$1/2^+$	0,75	2	38%
		ou :				ou :
		$\begin{Bmatrix} 4 \\ + \\ 0 \\ + \\ 2 \end{Bmatrix}$	$7/2^+$	6	8	75%
			$+$			
3	1400	ou $\begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}$	$1/2^+$	0,02	2	1%
			$3/2^-$	0,04	2	2%
4	1490	2	$5/2^+$	0,4	6	7%
			$3/2^+$	0,52	4	13%
** $\begin{Bmatrix} 5 \\ 6 \\ 7 \end{Bmatrix}$	1720	ou $\begin{Bmatrix} 4 \\ 5 \end{Bmatrix}$	$7/2^+$	1,6	8	20%
	1790		$11/2^-$	1,6	12	13%
	1840	0	$1/2^+$	0,054	2	2,6%
8***	2200	0+ $\begin{Bmatrix} 4 \\ \text{ou} \\ 5 \end{Bmatrix}$	$7/2^+$	0,3	8	3,7%
			$1/2^+$	0,03	2	1,5%
			$11/2^-$	0,3	12	2,5%
9	2290					
10	2340					
11	2395					
12	2705					

* au moins double

** non séparés

*** double



Les facteurs spectroscopiques indiquent, par conséquent, que le recouvrement entre la fonction d'onde du noyau initial dans son état fondamental, et celle du noyau final dans ces états excités est faible. On ne peut donc considérer dans ce cas l'indium comme étant formé du noyau initial de cadmium dans son état fondamental 0^+ , auquel on transfère simplement un proton, ainsi que le suppose l'analyse en D.W.B.A. Il faut en conclure que ces facteurs spectroscopiques sont certainement entachés d'une erreur importante pour ces niveaux faiblement excités. Ils nous ont permis cependant d'établir un fait important : les intensités de simple particule sont réparties sur un très grand nombre de niveaux, excepté celle correspondant à l'intensité $1g_{7/2}$.

III.1.3 Réaction $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$.

Notre but est de comparer les niveaux de ^{115}In , excités par cette réaction, à ceux qui sont excités par la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{115}\text{In}$, et de comparer leurs intensités relatives ; cette comparaison est très fructueuse pour l'interprétation de nos résultats, ainsi que nous le verrons au chapitre suivant.

Un spectre typique de la réaction $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$ à $\theta_{\text{lab}} = 100^\circ$ est présenté sur la figure 16. Les énergies d'excitation, indiquées au-dessus des pics, sont données à 8 keV près. Les niveaux très excités par cette réaction apparaissent entre 1 MeV et 1,5 MeV d'une part, puis vers 2 MeV d'autre part.

Il est important de remarquer que le groupe de niveaux entre 1 MeV et 1,5 MeV n'est absolument pas excité par la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{115}\text{In}$, excepté un niveau vers 1450 keV très faiblement excité.

Au contraire, le groupe de niveaux très excité par

cette réaction ($^3\text{He}, d$) , vers 900 keV, n'est pas observé au cours de la réaction $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$. Des expériences de radioactivité^(20, 24) d'excitation coulombienne⁽²¹⁾ et de diffusion inélastiques^(22, 23, 25) attribuent

le spin $5/2^+$ au niveau situé à 1078 keV,

le spin $11/2^+$ ou $13/2^+$ au niveau 1130 keV

le spin $13/2^+$ ou $11/2^+$ ou $9/2^+$ au niveau à 1290 keV

le spin $9/2^+$ ou $7/2^+$ au niveau vers 1450 keV.

Nous constatons également que le niveau situé vers 1450 keV(fig.16) n'est pas simple, alors qu'il était considéré comme tel jusqu'ici; mais il est au moins double et sans doute même triple, ce qui est en accord avec la présence de niveaux à 1450 keV, 1463 keV et 1485 keV mis en évidence au cours de très récentes expériences d'excitation coulombienne⁽²¹⁾ dont nous n'avons encore que des résultats préliminaires.

Les intensités relatives des niveaux observés par les réactions $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$ et $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$ sont présentées sur la figure 17 .

III.2 ANALYSE DES TROIS PREMIERS NIVEAUX $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ DANS LES ISOTOPES 107, 111, 113, 115, 117 DE L'INDIUM.

Les deutons issus des réactions $^{106, 110, 112, 114, 116}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107, 111, 113, 115, 117}_{49}\text{In}$ ont été détectés à l'aide de jonctions : la résolution alors obtenue (~ 100 keV) était suffisante pour nous permettre d'analyser ces trois premiers niveaux. Les spin et parité de ces niveaux sont bien connus⁽¹⁾ sauf pour ^{107}In que nous venons d'étudier en détail dans le paragraphe précédent par la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$.

L'analyse de ces expériences nous a permis de déterminer les valeurs absolues des quantités $(2j+1)S$, que nous donnons dans le tableau suivant

Tableau 5

Noyau résiduel	107	111	113	115	117
$9/2^+$	0,8	1,3	1	0,9	1
$1/2^-$	0,07	0,13	0,14	0,14	0,11
$3/2^-$		0,17	0,15	0,15	non séparé

Nous rappelons que ces états sont obtenus en transférant le proton sur les orbites $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$, orbites sur lesquelles se trouvent donc répartis les deux trous de protons couplés en 0^+ pour former l'état fondamental du noyau cible de cadmium. Il faut préciser que les quantités $(2j+1)S$, concernant les isotopes 107 et 115, ont été extraites à partir de distributions angulaires complètes, alors que, pour les isotopes 111, 113 et 117, elles l'ont été à partir de mesures effectuées à deux angles seulement. Il s'ensuit que les facteurs spectroscopiques extraits dans le cas des isotopes 107 et 115 sont plus précis. Nous constatons, d'après les résultats du tableau :

a) que les quantités $(2j+1)S$ pour l'état $9/2^+$, ne varient pas d'un isotope à l'autre,; il en est de même pour les états $1/2^-$ et $3/2^-$ des isotopes 111 à 117 ; mais, il semble que la quantité $(2j+1)S$ liée à l'état $1/2^-$ de l'isotope 107 soit nettement inférieure à celles des autres isotopes, en particulier à celle de

l'isotope 115. Ce résultat est à rapprocher de la variation en énergie des états $1/2^-$ et $3/2^-$ par rapport à l'état fondamental $9/2^+$ représenté sur la figure 14 ;

b) que la limite théorique de la règle de somme donnée par :

$$\sum (2j+1) S_{(1g_{9/2})} + \sum (2j+1) S_{(2p_{1/2})} + \sum (2j+1) S_{(2p_{3/2})} = 2$$

(puisque'il s'agit de deux trous de protons)

n'est pas atteinte si on se limite à ces trois premiers états excités.

Nous rappelons que tous les résultats expérimentaux présentés au cours de ce chapitre sont repris et discutés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE IV

DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre comporte deux sections distinctes, ayant respectivement pour objet la structure de l'état fondamental des noyaux cibles de cadmium et la structure des premiers états excités à parité positive, dans les noyaux résiduels d'indium 115 et 107.

IV.1 STRUCTURE DE L'ETAT FONDAMENTAL DES NOYAUX CIBLES DE CADMIUM.

Il est bien connu que des réactions de "stripping" peuvent fournir des informations sur les fonctions d'onde des états fondamentaux des noyaux cible : en effet, la réaction étant supposée directe, les facteurs spectroscopiques extraits sont liés aux probabilités d'occupation des nucléons sur les orbites du modèle des couches. D'après les prévisions de ce modèle, le noyau de cadmium ($Z=48$) comporte deux trous de protons dans l'orbite $1g_{9/2}$. Cependant, une interaction résiduelle, du type force d'appariement, peut rendre la surface de Fermi moins nette. Il en résulte que les deux trous, écrits comme des quasi-trous de proton, se répartiront avec certaines intensités sur d'autres orbites que $1g_{9/2}$.

La réaction $_{48}\text{Cd}({}^3\text{He}, d)_{49}\text{In}$ nous a permis de mettre en évidence ces orbites où sont distribués les deux trous de protons, et d'extraire les facteurs spectroscopiques liés au poids des configurations correspondantes.

Nous avons étudié systématiquement la position en énergie et les facteurs spectroscopiques des trois premiers niveaux, sur toute une série d'isotopes de l'indium ; cette étude apporte des renseignements sur la manifestation des interactions résiduelles, du type neutron-proton par exemple.

Nous considérons donc : 1) les corrélations dans l'état fondamental du noyau cible de cadmium (${}^{114}\text{Cd}$). 2) la manifestation des interactions résiduelles neutron-proton.

IV.1.1 Corrélations dans l'état fondamental du noyau cible de cadmium et plus précisément dans le cas de ${}^{114}\text{Cd}$.

L'analyse des résultats expérimentaux a montré que les deux trous de proton sont distribués sur les orbitales $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$. Pour les différents états $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$ nous avons extrait les quantités $(2J+1)S$ présentées dans le tableau 5.

De ces facteurs spectroscopiques, nous cherchons à obtenir des renseignements sur la fonction d'onde du noyau cible de ${}^{114}\text{Cd}$. Nous allons montrer que ces renseignements dépendent des approximations faites sur les poids relatifs des différentes composantes possibles, dans les fonctions d'onde des états finals de l'indium et de l'état fondamental du cadmium.

Suivant les approximations considérées, les facteurs spectroscopiques S sont reliés différemment aux probabilités d'occupation α^2 , β^2 , γ^2 des deux trous de protons dans les orbites respectives, $g_{9/2}$, $p_{1/2}$ et $p_{3/2}$:

a) Le cas le plus simple consiste à supposer que les deux trous de protons dans un coeur $\text{Co}^+(Z=50)$, sur chaque orbite, sont couplés en 0^+ dans l'état fondamental du cadmium dont la fonction d'onde s'écrirait :

$$|\text{Cd}\rangle_{0^+\text{E.F.}} = \alpha |(1g_{9/2})_{0^+}^{-2} \text{Co}^+\rangle + \beta |(2p_{1/2})_{0^+}^{-2} \text{Co}^+\rangle + \gamma |(2p_{3/2})_{0^+}^{-2} \text{Co}^+\rangle$$

avec $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ (condition de normalisation de la fonction d'onde).

De même pour l'indium 115, l'hypothèse la plus simple est de supposer que les états $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$ sont décrits par les configurations pures suivantes :

$$|\text{In}\rangle_{9/2^+\text{E.F.}} = |(1g_{9/2})^{-1} \text{Co}^+\rangle,$$

$$|\text{In}\rangle_{1/2^-} = |(2p_{1/2})^{-1} \text{Co}^+\rangle,$$

$$|\text{In}\rangle_{3/2^-} = |(2p_{3/2})^{-1} \text{Co}^+\rangle.$$

Dans ce cas, il n'existe évidemment qu'un seul état $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$ dans le spectre de l'indium, et les facteurs spectroscopiques S expérimentaux mesurant le recouvrement entre l'état fondamental 0^+ du cadmium et les différents états de l'indium sont très simplement reliés aux probabilités α^2 , β^2 , γ^2 par les relations :

$$\frac{(2j+1)S_{9/2^+}}{2} = \alpha^2$$

$$\frac{(2j+1)S_{1/2^-}}{2} = \beta^2$$

$$\frac{(2j+1)S_{3/2^-}}{2} = \gamma^2$$

la règle de somme imposant ici :

$$\left[\begin{smallmatrix} (2j+1) & S \\ 9/2^+ \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} (2j+1) & S \\ 1/2^- \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} (2j+1) & S \\ 3/2^- \end{smallmatrix} \right] = \langle \text{nombre de trous de protons} \rangle$$

$$= 2$$

b) Mais des expériences ont prouvé l'existence de mélanges de configurations dans les fonctions d'onde de ces trois états $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ de ^{115}In : en effet, les expériences $^{116}\text{Sn}(d, ^3\text{He})^{115}\text{In}^{(1)}$ ont permis de mesurer le poids des configurations à un trou de proton couplé à l'état fondamental 0^+ de ^{116}Sn dans les orbites $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$. Ces poids respectifs de 60%, 60% et 40% impliquent donc l'existence d'autres configurations.

Ces résultats sont confirmés par ceux de l'expérience $^{115}\text{In}(^3\text{He}, d)^{116}\text{Sn}^{(10)}$ qui, effectivement, mesure l'amplitude de la configuration $|(1g_{9/2})^{-1} \text{Sn } 2^+ \rangle_{9/2^+}$, présente dans la fonction d'onde décrivant l'état fondamental $9/2^+$ de ^{115}In . Il est donc plus réaliste d'écrire les fonctions d'onde des états $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$ sous la forme plus générale :

$$\left. \begin{aligned} |\text{In} \rangle_{9/2^+} &= a_0 |(1g_{9/2})^{-1} \text{Co}^+ \rangle_{9/2^+} + b_0 |(1g_{9/2})^{-1} \text{Co}^{2+} \rangle_{9/2^+} + \dots \\ |\text{In} \rangle_{1/2^-} &= a'_0 |(2p_{1/2})^{-1} \text{Co}^+ \rangle_{1/2^-} + b'_0 |(2p_{3/2})^{-1} \text{Co}^{2+} \rangle_{1/2^-} + \dots \\ |\text{In} \rangle_{3/2^-} &= a''_0 |(2p_{3/2})^{-1} \text{Co}^+ \rangle_{3/2^-} + b''_0 |(2p_{3/2})^{-1} \text{Co}^{2+} \rangle_{3/2^-} \\ &\quad + c''_0 |(2p_{1/2})^{-1} \text{Co}^{2+} \rangle_{3/2^-} + \dots \end{aligned} \right\} (1)$$

où les résultats des expériences citées ont abouti aux valeurs suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} a_0^2 \approx 0,6 \approx a_0'^2 \\ a_0''^2 \approx 0,42 \\ b_0^2 \approx 0,47 \end{array} \right\} \text{ quand le trou de proton est couplé à un coeur d'Etain, } C=Sn. .$$

La valeur plus faible, obtenue pour $a_0''^2$, confirme le caractère collectif de cet état mis en évidence dans des expériences de diffusion inélastique.

La description (1) de l'indium-115 implique l'existence d'autres états i , $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$ à plus haute énergie d'excitation, ceux-ci ayant des fonctions d'onde du type :

$$\left\{ \begin{array}{l} |In\rangle_{9/2^+}^i = a_i |(1g_{9/2})^{-1} Co^+\rangle_{9/2^+} + \dots \\ |In\rangle_{1/2^-}^i = a_i' |(2p_{1/2})^{-1} Co^+\rangle_{1/2^-} + \dots \\ |In\rangle_{3/2^-}^i = a_i'' |(2p_{3/2})^{-1} Co^+\rangle_{3/2^-} + \dots \end{array} \right.$$

avec les conditions de normalisation

$$\sum_i a_i^2 = 1$$

$$\sum_i a_i'^2 = 1$$

$$\sum_i a_i''^2 = 1$$

Il faut alors préciser le sens des facteurs spectroscopiques S, extraits des expériences du type $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$; en effet, ceux-ci sont alors reliés aux probabilités α^2 , β^2 , γ^2 par les relations :

$$\left. \begin{aligned} \frac{(2j+1)S^i}{2} \frac{9/2^+}{2} &= \alpha^2 a_i^2 \\ \frac{(2j+1)S'^i}{2} \frac{1/2^-}{2} &= \beta^2 a_i'^2 \\ \frac{(2j+1)S''^i}{2} \frac{3/2^-}{2} &= \gamma^2 a_i''^2 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{pour tout état (i) de spin } 9/2^+, 1/2^- \text{ ou} \\ 3/2^- \end{array} \quad (2)$$

et la règle de somme s'exprime par :

$$\sum_i (2j+1)S \frac{(i)}{9/2^+} + \sum_i (2j+1)S' \frac{(i)}{1/2^-} + \sum_i (2j+1)S'' \frac{(i)}{3/2^-} = 2$$

avec

$$\sum_i \frac{(2j+1)S(i)}{2} = \alpha^2$$

$$\sum_i \frac{(2j+1)S'(i)}{2} = \beta^2$$

$$\sum_i \frac{(2j+1)S''(i)}{2} = \gamma^2$$

c) De même que nous avons introduit des mélanges de configuration dans la fonction d'onde de l'indium, de même il convient, pour examiner le cas tout à fait général, d'écrire la fonction d'onde du cadmium dans son état fondamental 0^+ de la façon suivante :

$$|\tilde{c}_a\rangle_{0^+ \text{ E.F.}} = \alpha |(g_{9/2})_{0^+}^{-2} c_{0^+}\rangle + \beta |(p_{1/2})_{0^+}^{-2} c_{0^+}\rangle + \gamma |(p_{3/2})_{0^+}^{-2} c_{0^+}\rangle + \delta |(g_{9/2})_{2^+}^{-2} c_{2^+}\rangle + \epsilon |(p_{3/2})_{2^+}^{-2} c_{2^+}\rangle + \dots$$

L'expression des facteurs spectroscopiques en fonction des probabilités α^2 , β^2 , γ^2 devient alors plus complexe par l'addition de termes croisés du type $b_0^2 \delta^2$.

Nous reprenons maintenant chacun des trois cas a) b) et c) que nous discutons en fonction de nos résultats expérimentaux. Le tableau 6 à la fin de ce paragraphe, résume nos conclusions.

- Dans l'hypothèse a), la règle de somme appliquée aux trois premiers niveaux doit être vérifiée, c'est-à-dire que l'on doit avoir :

$$(2j+1)S_{9/2^+} + (2j+1)S_{3/2^-} + (2j+1)S_{1/2^-} = 2$$

Or, nous constatons que cette limite 2 n'est pas atteinte. Ce résultat était tout à fait prévisible puisque, comme nous venons de le voir au paragraphe b), des expériences ont prouvé l'existence de mélange de configurations dans les fonctions d'onde de ces trois premiers états. Les probabilités α^2 , β^2 et γ^2 déduites (voir tableau 6) de cette hypothèse simple, ne sont par conséquent que des limites inférieures.

- La deuxième hypothèse b), plus réaliste, prévoit d'autres états $9/2^+$, $1/2^-$ ou $3/2^-$ à plus haute énergie d'excitation dont les intensités $(2j+1)S$ doivent être prises en compte, à la fois pour la comparaison avec la limite théorique de la règle de somme et pour le calcul des probabilités α^2 , β^2 et γ^2 .

Nous rappelons ici que, à 1450 keV, la réaction $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$ excite très faiblement un état correspondant à un transfert $\ell_p = 4$ et par conséquent susceptible d'être un état $9/2^+$. En ajoutant l'intensité $(2j+1)S = 0,3$ (tableau 6) correspondante, aux intensités des trois premiers niveaux, on trouve alors une intensité totale de 1,5 à comparer à 2. Ce résultat est tout à fait satisfaisant : en effet, il faudrait encore ajouter les intensités $(2j+1)S$ correspondant à d'autres états $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$, intensités trop faibles pour être mesurées dans notre expérience. Et il ne faut pas non plus oublier l'erreur importante liée aux facteurs spectroscopiques.

En admettant donc que la somme des intensités $(2j+1)S$ de ces quatre niveaux est pratiquement égale à la limite théorique 2, on peut alors obtenir directement les probabilités α^2 , β^2 et γ^2 suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 &\approx 0,45 + 0,15 = 0,6 \\ \beta^2 &\approx 0,07 \\ \gamma^2 &\approx 0,075 \end{aligned} \right\} \text{ (colonne } b_1 \text{ du tableau 6)}$$

Ces valeurs sont liées à un certain coeur 0^+ , qu'il n'a pas été utile de préciser dans ce cas; Tandis que, dans la colonne b_2 (tableau les probabilités α^2 , β^2 et γ^2 sont calculées en utilisant les relations (2) entre les facteurs spectroscopiques S et les amplitudes connues, à un trou de proton (a_0^2 , a_1^2 et a_2^2) dans l'étain ($C = \text{Sn}$).

On constate que les résultats des colonnes b_1 et b_2 sont en bon accord, confirmant peut-être que ce coeur (Co^+) et le coeur ($\text{Sn } 0^+$) sont peut différents. Ce résultat est renforcé par les dernières

expériences⁽²⁰⁾ du type (d,t) et (d,p) sur les noyaux ^{114}Cd et ^{116}Sn qui donnent des répartitions de neutrons identiques pour ces deux noyaux.

On remarque également que $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 \approx 1$. Par conséquent, il n'y a pas lieu d'introduire d'autres configurations importantes dans la fonction d'onde du cadmium 0^+ , état fondamental, ainsi qu'il a été supposé au paragraphe c).

- Dans l'hypothèse c) nous introduisons en effet des termes d'amplitude δ etc ...

L'existence de configuration, telle que " δ ", implique qu'un même état $9/2^+$ soit excité, et par la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{115}\text{In}$ avec un transfert $\ell_p = 4$, et par diffusion inélastique (deutons, α etc ...), ce qui est le cas du niveau à 1450 keV. Dans la section suivante, nous verrons que, de fait, ce niveau appartient au multiplet du type $|(1g_{9/2})^{-1} 2^+ \rangle_{5/2^+} \dots 13/2^+$ dont tous les membres sont effectivement mis en évidence dans cette région d'énergie. Mais, nous rappelons, d'après nos conclusions du paragraphe b), que l'amplitude correspondante est faible. Par conséquent, les termes croisés intervenant dans l'expression des facteurs spectroscopiques pour les deux états $9/2^+$ excités par la réaction $(^3\text{He},d)$ sont faibles ; les probabilités α^2 , β^2 et γ^2 extraites dans ce cas ne peuvent donc être que peu différentes de celles obtenues dans le cas précédent (colonne b_1) où ces termes sont nuls.

Nous avons essayé de démontrer dans cette première partie qu'il faut être très prudent quant au sens réel à donner aux facteurs spectroscopiques mesurés dans de telles expériences : les probabilités d'occupation qu'on peut en déduire dépendent de la forme des fonctions d'onde des états initial et final considérés.

En résumé et en considérant le tableau 6, nous concluons que dans le cas de ^{114}Cd la probabilité de trouver les deux trous de protons en $1g_{9/2}$ est très supérieure à celle de les trouver en $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ en accord avec le fait que la force d'appariement est plus intense dans le cas d'une orbite $\ell_p = 4$ que dans le cas d'une orbite $\ell_p = 1$.

Dans la dernière colonne du tableau 6, nous comparons nos résultats aux valeurs théoriques calculés par Alaga⁽²⁷⁾ pour $^{114}\text{Cd}(0^+)_{\text{E.F.}}$ où la notation $|nJ\rangle$ se réfère au nombre n de phonons, couplés à un moment angulaire J . Ces calculs décrivant, d'une façon semi-microscopique, le noyau de cadmium-114, ont été effectués en tenant compte du couplage des deux trous de proton avec les vibrations du type quadrupolaire du coeur.

Nous constatons que les valeurs expérimentales sont en très bon accord avec ces valeurs théoriques qui ont permis à Alaga de reproduire les probabilités de transitions réduites $B(E2)$ entre les premiers niveaux, les moments quadrupolaires du premier et du second état 2^+ et le moment magnétique du premier état 2^+ , de ce noyau.

IV.1.2 Etude systématique de ces trois premiers niveaux ($9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$) dans les isotopes 107, 111, 113, 115, 117 de l'indium et manifestation de l'interaction neutron-proton.

Les réactions $^{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{49}\text{In}$ conduisant aux premiers états $9/2^+$, $1/2^-$ et $3/2^-$ de l'indium ont été étudiées dans les isotopes de masse $A = 107, 111, 113, 115$ et 117 . Pour ces isotopes de masse impaire, le nombre de neutrons "actifs" au-dessus de $N = 50$ varie de 8 à 22 occupant les orbites $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ et $2d_{3/2}$; les expériences (d, p) et (d, t) ont montré que la couche $g_{7/2}$ est pratiquement remplie à partir de $A \geq 113$.

Les résultats obtenus sont résumés :

- a) sur la figure 14 où sont reportées les énergies d'excitation des états $1/2^-$ et $3/2^-$ par rapport à l'état fondamental $9/2^+$;
- b) dans le tableau 5 où sont donnés les facteurs spectroscopiques relatifs aux transferts $\ell_p = 4(9/2^+)$ et $\ell_p = 1(1/2^- \text{ et } 3/2^-)$.

Enfin, nous tiendrons compte des résultats expérimentaux obtenus dans l'étude des réactions ${}_{50}\text{Sn}(d, {}^3\text{He}){}_{49}\text{In}^{(1)}$ conduisant à ces mêmes états, ces dernières mettant en évidence l'importance pour les trois états, du caractère à un trou de proton dans un coeur d'étain. A l'examen de tous ces résultats, il apparaît clairement que, pour $A \geq 113$, c'est-à-dire lorsque les neutrons occupent les orbitales $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $h_{11/2}$, l'orbitale $g_{7/2}$ étant pratiquement pleine, les énergies d'excitation et les facteurs spectroscopiques restent constants. Tandis que pour $A \leq 113$:

- Nous confirmons l'augmentation de l'écart en énergie de l'état $1/2^-$ par rapport à l'état $9/2^+$, déjà noté dans l'isotope 111, au cours de la réaction ${}^{112}\text{Sn}(d {}^3\text{He}){}^{111}\text{In}$;

- En même temps que l'énergie d'excitation du niveau $1/2^-$ augmente, le facteur spectroscopique correspondant, mesuré par la réaction $\text{Cd}({}^3\text{He}, d)\text{In}$ diminue alors que celui mesuré par la réaction $\text{Sn}(d, {}^3\text{He})\text{In}$ a tendance à augmenter, pour ${}^{111}\text{In}$.

- Ces résultats très différents pour $A < 113$ et $A \geq 113$ permettent de souligner l'importance de l'interaction entre les neutrons remplissant l'orbite $1g_{7/2}$ et les protons sur l'orbite $1g_{9/2}$: Silverberg⁽²⁸⁾ a expliqué qualitativement l'évolution des états $1/2^-$ et $9/2^+$ avec la masse A en montrant la nécessité d'introduire une interaction résiduelle à courte portée entre le trou de proton et les neutrons du coeur, pour rendre compte de cette situation expérimentale. Ainsi pour $A < 113$, les fonctions d'onde

des neutrons en $1g_{7/2}$ et du trou de proton en $1g_{9/2}$ se recouvrent très largement, influençant fortement l'état fondamental correspondant à la configuration $|(1g_{9/2})^{-1} >_{9/2^{+A}}$ partir de $A > 113$, les neutrons, occupant essentiellement les orbites $d_{3/2}$, $s_{1/2}$, et $h_{11/2}$, ne présentent plus que peu de recouvrement avec les protons en $1g_{9/2}$, $p_{1/2}$ ou $p_{3/2}$. Les résultats différents obtenus pour $A \geq 113$ et $A < 113$ apportent des renseignements sur les fonctions d'onde du cadmium et de l'indium. En effet, nous constatons que :

- pour $A \geq 113$:

a) Les amplitudes des configurations à un trou de proton dans un coeur d'étain, telles que $|(1g_{9/2})^{-1} Sn_{0^{+}} >_{9/2^{+}}$, $|(2p_{1/2})^{-1} Sn_{0^{+}} >_{1/2^{-}}$, et $|(2p_{3/2})^{-1} Sn_{0^{+}} >_{3/2^{-}}$ restent constantes quant A augmente.

b) L'écart en énergie d'excitation entre les états $1/2^{-}$ et $3/2^{-}$ restent constant et égal à environ 260 keV. Cet abaissement de l'état $3/2^{-}$ est expliqué par la présence d'une composante importante du type $|(2p_{1/2})^{-1} Sn_{2^{+}} >_{3/2^{-}}$, dans la fonction d'onde de cet état $3/2^{-}$, prévu théoriquement à environ 1,2 MeV de l'orbite $2p_{1/2}$. L'amplitude de cette configuration reste donc constante lorsque A augmente pour $A \geq 113$.

c) les facteurs spectroscopiques correspondant à ces états mesurés par la réaction $Cd(^3He, d)In$ restent également constants.

En conséquence, au fur et à mesure que les paires de neutrons remplissent les orbites $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ et $h_{11/2}$, les fonctions d'onde des trois états $9/2^{+}$, $1/2^{-}$ et $3/2^{-}$ de l'indium semblent ne pas changer, confirmant une interaction "neutron (en $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$)-proton (en $g_{9/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$)" négligeable.

De même, la fonction d'onde des noyaux de cadmium pair-pair pour $A \geq 112$ paraît ne pas changer et reste donc celle du cadmium-114 étudiée dans la première partie de cette section.

- pour $A < 113$: (où les neutrons remplissent les couches $d_{5/2}$ et $g_{7/2}$).

a) le facteur spectroscopique correspondant à l'état $1/2^-$ et mesuré par la réaction $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$ diminue nettement dans l'indium-107, alors que le caractère à un trou de proton en $2p_{1/2}$ dans un coeur d'étain a tendance à augmenter (ou tout au moins à rester constant). Ces deux résultats nous conduisent à conclure que le poids de la configuration correspondant au couplage des deux trous de protons en $(2p_{1/2})$, dans la fonction d'onde du cadmium-106 (état fondamental) a nettement diminué par rapport à celui de la fonction d'onde du cadmium-114.

b) l'absence de niveau $3/2^-$ à 260 keV du niveau $1/2^-$ dans le spectre de l'indium-107 excité par la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)$ peut s'expliquer de deux manières :

1) la fonction d'onde de l'état fondamental du cadmium-106 ne contient pratiquement plus de configuration du type $|(2p_{3/2})_{0+}^{-2}\rangle$ et par conséquent l'état $3/2^-$ de l'indium-107 ne peut être excité par la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$;

2) l'état $3/2^-$ n'est plus à 260 keV du niveau $1/2^-$ dans ^{107}In , mais à plus haute énergie d'excitation, et a échappé à l'analyse des résultats. Dans ce cas également, nous supposons que l'amplitude de la configuration $(2p_{3/2})_{0+}^{-2}$ dans la fonction d'onde du cadmium-106 a nettement diminué par rapport à celle de la fonction du cadmium-114, puisqu'il est vraisemblable que les configurations $|(2p_{1/2})_{0+}^{-2}\rangle$ et $|(2p_{3/2})_{0+}^{-2}\rangle$ ont le même comportement.

Il faut souligner l'intérêt qu'il y aurait à rechercher cet état $3/2^-$ dans les isotopes 109 et 107 pour tirer des conclusions sur les fonctions d'onde de ces états $3/2^-$. En effet si cet état $3/2^-$ reste à 260 keV de l'état $1/2^-$, quelle que soit la masse A, c'est que l'importance relative de la configuration $|(2p_{1/2})^{-2} \text{ Sn } 2^+ \rangle_{3/2^-}$ dans la fonction d'onde de cet état reste constante.

Par contre, si l'écart d'énergie entre les niveaux $1/2^-$ et $3/2^-$ augmente, c'est que l'importance relative de cette configuration diminue ; autrement dit lorsque la masse A diminue, l'image du modèle des couches deviendrait de plus en plus valable et pour cet état $3/2^-$ le caractère a un seul trou de proton dans l'orbite $2p_{3/2}$ s'accentuerait, en accord avec les résultats obtenus par Harar concernant particulièrement l'évolution du caractère à un trou de proton dans l'orbite $(2p_{1/2})$.

En conclusion, loin d'une couche fermée en neutrons, mais avec la couche $g_{7/2}$ pratiquement remplie, les deux trous de proton dans les isotopes pair-pair du cadmium sont à 70% du temps sur l'orbite $g_{9/2}$ et 30% du temps en $2p_{1/2}$ (15%) et $2p_{3/2}$ (15%). Au fur et à mesure que l'orbite $g_{7/2}$ de neutrons se vide, et qu'on se rapproche d'une couche fermée en neutrons, la fonction d'onde de ces isotopes pair-pair du cadmium ne contient plus que deux trous de proton en $g_{9/2}$ couplés en 0^+ , 2^+ , 4^+ , avec un coeur 0^+ , 2^+ , 4^+ ...

Cette étude systématique des réactions $\text{Cd}({}^3\text{He}, d)$ sur les isotopes 106, 110, 112, 114, 116 nous a montré le rôle prépondérant des deux trous de proton dans l'orbite $1g_{9/2}$ quel que soit A.

Quant aux fonctions d'onde des trois états de l'indium, il est impossible de conclure dès maintenant si ces dernières changent également lorsque la masse A diminue comme dans le cas des isotopes de cadmium ; la mise en évidence de l'état $3/2^-$ dans les isotopes 107 et 109 à environ 260 keV ou non de l'état $1/2^-$, nous renseignera sur l'évolution possible de ces fonctions d'onde.

Résultats expérimentaux					Théorie	
J π	E*(keV)	$\frac{(2j+1)S}{2*}$	cas a)	cas b) (b₁) (b₂)	Calcul ALAGA	Configuration
9/2 ⁺	0	0,45	$\alpha^2=0,45$	$\alpha^2 \simeq 0,45+0,15=0,6$ $\alpha^2 = \frac{0,45}{2} \simeq 0,75$ a_0	$\alpha^2=0,6$	$\left\{ (g_{9/2})^{-2} 0^{+} 100 \right\}$
1/2 ⁻	335	0,07	$\beta^2=0,07$	$\beta^2 \simeq 0,07$ $\beta^2 = \frac{0,07}{2} \simeq 0,11$ a'_0	$\beta^2=0,05$	$\left\{ (p_{1/2})^{-2} 0^{+} 100 \right\}$
3/2 ⁻	590	0,075	$\gamma^2=0,075$	$\gamma^2 \simeq 0,075$ $\gamma^2 = \frac{0,075}{2} \simeq 0,18$ a''_0	$\gamma^2=0,066$	$\left\{ (p_{3/2})^{-2} 0^{+} 100 \right\}$
9/2 ⁺	1450	0,15			$\delta^2=0,18$	$\left\{ (g_{9/2})^{-2} 2^{+} 112 \right\}$
$\sum (2j+1)S$		$\longrightarrow$	1,2	1,5		
$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 \longrightarrow$			0,6	0,75		
				1		

*Limite théorique de la règle de somme = 2

IV.2 STRUCTURE DES NIVEAUX DE PARITE POSITIVE OBSERVES A BASSE ENERGIE D'EXCITATION DANS LES ISOTOPES 115 et 107 DE L'INDIUM.

La majeure partie de cette section est consacrée à l'interprétation des niveaux de l'indium-115. Le cas de l'indium-107 dont le schéma de niveaux était jusqu'ici totalement inconnu, sera exposé à la fin de cette section.

IV.2.1 Niveaux de parité positive dans ^{115}In .

Ce noyau a été, et est encore, très étudié, principalement à l'aide d'expériences de radioactivité β de ^{115}Cd (18, 20), d'excitation coulombienne (19, 21), et de diffusion inélastique (23, 25) (α , α'), (d , d') ... ; mais les résultats obtenus, en réalité très confus et controversés, conduisent à des interprétations différentes selon les auteurs.

Nous allons montrer comment la comparaison de ces résultats, et essentiellement des résultats de diffusion inélastique, avec ceux de la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$ a pu apporter des éléments nouveaux et essentiels à la compréhension du schéma de niveaux de cet isotope de l'indium. Nous récapitulons, sur la figure 18, la séquence de tous les niveaux maintenant connus jusqu'à 1,6 MeV d'énergie d'excitation, leurs différentes attributions de spin, ainsi que les transitions α observées entre ces niveaux et leurs intensités relatives, mesurées encore très récemment par Moret (18).

Les modèles envisagés par différents auteurs pour essayer de comprendre la nature prépondérante des différents niveaux sont de deux sortes :

a) Le modèle du couplage faible du trou de proton en $1g_{9/2}$ avec les excitations à un ou plusieurs phonons du coeur pair-pair adjacent ; mais la correspondance entre les états vrais de l'indium-115

et les membres du quintuplet $|(1g_{9/2})^{-1}2^+>_{5/2^+ \rightarrow 13/2^+}$ prévu théoriquement, varie suivant les auteurs ; en effet toutes les propriétés de ce modèle simple ne se retrouvent pas dans certains de ces états vrais.

b) Le modèle du couplage fort qui implique l'existence d'une bande de rotation construite sur l'état intrinsèque $1/2^+ [431]$, avec une déformation δ relativement importante ; cette hypothèse a été introduite pour expliquer la présence d'états de parité positive à basse énergie d'excitation dans ce noyau. Là aussi, nous verrons que la correspondance entre les états vrais de l'indium et les états prévus théoriquement par le modèle de la bande de rotation, n'est pas unique.

La situation reste donc confuse tant qu'il n'est pas possible d'affirmer quelle est la nature prépondérante d'un état de spin et parité donnés.

La nouvelle façon d'atteindre les niveaux de l'indium-115, par transfert d'un proton sur le noyau de cadmium-114, va nous permettre de mettre en évidence dans certains des états de parité positive de l'indium, des composantes du type "1particule-2trous" ; ce noyau étant le voisin immédiat d'un noyau sphérique, à une couche complète en protons (l'étain), nous allons commencer par analyser nos données expérimentales dans le cadre du modèle des orbites sphériques ; les résultats ainsi obtenus, difficiles à interpréter, vont nous conduire à envisager le modèle des orbites déformées ; en outre, la comparaison avec le spectre issu de la réaction $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$, va nous aider à lever certaines ambiguïtés concernant la structure de ces états à basse énergie d'excitation. Nous allons en effet pouvoir classer les états excités en deux catégories bien distinctes. Et enfin, nous verrons que les mélanges de configurations dans les fonctions d'onde des états vrais expliquent les écarts expérimentaux par rapport aux prévisions théoriques de modèles trop simples.

IV.2.1.1 Modèle des orbitales sphériques. Etats "une particule-deux trous".

Backlin⁽¹⁷⁾ a été amené à introduire la bande de rotation $1/2^+$ [431] dans l'indium-115, en partie, pour expliquer la présence d'états de parité positive à basse énergie d'excitation (~ 1 MeV) et dont il ne connaissait pas la nature.

En fait, ces niveaux excités par la réaction $^{114}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{49}\text{In}$, correspondent au transfert du proton sur les orbites vides du modèle des couches ($1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$ etc ...) et sont, par conséquent, des états du type "une particule-deux trous"; en tenant compte d'une énergie d'appariement des protons d'environ 2,5 MeV⁽¹⁶⁾, il est alors tout à fait possible, par comparaison avec les états à "une particule-un trou" obtenus dans l'étain, de prévoir ces états de parité positive, à "une particule-deux trous", dans l'indium vers 1 MeV d'énergie d'excitation, comme le montre la figure 19.

Pour mettre en évidence l'effet des deux trous de proton du cadmium, nous allons rapprocher les résultats obtenus dans l'étude de la réaction $^{114}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{49}\text{In}$ de ceux obtenus dans l'étude de la réaction $^{116}_{50}\text{Sn}(^3\text{He}, d)^{117}_{51}\text{Sb}$. Au cours de ces deux réactions, à nombre de neutrons égal, le proton est en effet transféré sur les mêmes orbites vides $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$; mais le noyau cible de cadmium possède 70% de ses deux trous ^{de protons} sur l'orbite $1g_{9/2}$, tandis que le noyau cible de l'étain possède un coeur fermé ($Z=50$) en protons. La comparaison entre les résultats de ces deux expériences, $^{114}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{49}\text{In}$ et $^{116}_{50}\text{Sn}(^3\text{He}, d)^{117}_{51}\text{Sb}$, est faite sur la figure 20, où nous avons reporté l'allure des spectres obtenus jusqu'à 3 MeV d'énergie d'excitation ainsi que les facteurs spectroscopiques; les différences sont frappantes. Ainsi :

. le spectre de ^{117}Sb est particulièrement simple et la majeure partie des intensités de simple particule, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$ est concentrée sur les cinq premiers niveaux, jusqu'à environ 1,5 MeV d'énergie d'excitation ;

. le spectre de ^{115}In se révèle beaucoup plus complexe ; la densité de niveaux est beaucoup plus importante, chacun d'entre eux ne contenant qu'une très faible partie (quelques %) de l'intensité de simple particule $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$. Par contre, seul, le niveau $7/2^+$ à 935 keV possède toute l'intensité $1g_{7/2}$; le recouvrement entre le cadmium (état fondamental) et cet état excité de l'indium est donc ici pratiquement total. Soulignons que ce caractère purement "une particule-deux trous" de l'état $7/2^+$ est mis en relief par le fait que cet état n'est absolument pas excité par la réaction $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$, ainsi que le montre la figure 17 où nous comparons les niveaux de l'indium, excités au cours de chacune de nos expériences : $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$, $^{114}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{115}\text{In}$, $^{116}\text{Sn}(d,^3\text{He})^{115}\text{In}$. Seuls les états $7/2^+$ de l'indium et de l'antimoine sont alors comparables, puisque, dans l'indium, il se révèle impossible de déterminer la position du centre de gravité des orbites $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$. D'après les positions relatives en énergie de ces deux états, nous en déduisons, dans ce cas, l'ordre de grandeur de l'interaction "une particule (en $1g_{7/2}$) - deux trous (en $1g_{9/2}$)", qui est de 2 MeV ainsi qu'on peut le voir sur la figure 19, où sont réunis les résultats concernant les positions par rapport à l'état fondamental, des orbites $1g_{7/2}$ et $2d_{5/2}$, donnés par les expériences $^{114}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{115}\text{In}$, $^{116}\text{Sn}(^3\text{He},d)^{117}\text{Sb}(10)$ et $\text{In}(^3\text{He},d)^{116}\text{Sn}(20)$; rappelons que cette dernière expérience avait permis d'évaluer l'interaction "une particule (en $2d_{5/2}$) - un trou (en $1g_{9/2}$)" à environ 1 MeV.

L'orbite $1g_{7/2}$ où est transféré le proton par la réaction $^{114}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{49}\text{In}$ conduisant à l'état $7/2^+$ de ^{115}In , présente évidemment un très fort recouvrement avec l'orbite $1g_{9/2}$ des deux trous de proton. Mais lorsque le proton est transféré sur les orbitales $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ etc ..., l'interaction résiduelle correspondante, "une particule-deux trous", peut-elle alors se manifester d'une toute autre façon, pour être finalement responsable du fait que les intensités de simple particule sont dispersées sur un grand nombre de niveaux ?

Cette situation expérimentale étant très surprenante et difficilement explicable par le modèle des orbitales sphériques, on peut alors essayer de supposer, et c'est ce que nous ferons au paragraphe suivant, que les états du type "une particule-deux trous", et particulièrement "une particule (en $1g_{7/2}$)-deux trous (en $1g_{9/2}$)" sont déformés.

IV.2.1.2 Modèle des orbitales déformées.

Certains auteurs ont suggéré l'existence d'une bande de rotation construite sur l'état $1/2^+$ à 864 keV, correspondant à l'état intrinsèque du type $1/2^+$ [431] du modèle de Nilsson, pour expliquer certaines caractéristiques des états excités de l'indium ; les arguments étaient au départ les suivants :

- l'existence à basse énergie d'excitation de niveaux de parité positive dans ce noyau possédant un trou de proton dans le coeur $Z=50$;

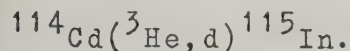
- forte transition $B(E2)$ ($\approx 100B(E2)\text{s.p.}$) de 35 keV entre les niveaux à 864 keV ($1/2^+$) et 829 keV ($3/2^+$).

Mais nous avons vu, au paragraphe précédent, que le premier de ces arguments n'est plus valable puisqu'on peut expliquer très simplement l'existence de niveaux de parité positive, à environ 1 MeV d'énergie d'excitation dans ^{115}In , par la mise en évidence de leur caractère "une particule-deux trous".

Il reste cependant le problème :

. de cette forte transition B(E2) de 35 keV, ainsi d'ailleurs que celle précisée récemment, de 106 keV, entre les niveaux à 935 keV et 829 keV qui est de l'ordre de 200 B(E2)s.p.⁽³⁰⁾ ;

. des facteurs spectroscopiques mesurés par la réaction



Or ces fortes transitions B(E2), ne sont en réalité observées actuellement qu'entre états membres d'une bande de rotation. Alors, si effectivement nous devons envisager la présence d'une bande de rotation, l'expérience ($^3\text{He}, d$) doit nous permettre d'extraire (voir chapitre 2) les facteurs $C_{j\ell}^2$ reliés aux coefficients, $a_{N\ell\Lambda}$, calculés par Nilsson, et qui caractérisent l'état intrinsèque sur lequel est construite la bande de rotation. Nous rappelons que la fonction d'onde $\chi_{N\Omega}^z$ de l'état intrinsèque se met en effet sous l'une ou l'autre de ces formes, suivant la représentation choisie :

$$\chi_{N\Omega}^z = \sum_{\ell\Lambda} a_{\ell\Lambda} |N \ell \Lambda \Sigma\rangle \quad \text{avec} \quad \sum_{\ell\Lambda} a_{\ell\Lambda}^2 = 1$$

ou encore :

$$= \sum_{\ell j} c_{j\ell} |N \ell j\rangle \quad \text{avec} \quad \sum_{\ell j} c_{j\ell}^2 = 1$$

les coefficients $a_{\ell\Lambda}$ et $c_{j\ell}$ étant reliés par la relation

$$c_{j\ell} = \sum_{\Lambda\Sigma} a_{\ell\Lambda} \langle \ell \Lambda \ 1/2 \Sigma | j \ K \rangle$$

N est le nombre de quanta de l'oscillateur harmonique, soit ici $N=4$. Dans notre cas, l'état intrinsèque est l'état $1/2^+$ [431], c'est-à-dire que $K = \Omega = 1/2$. L'énergie d'un membre quelconque, I , de la bande, est alors défini par la relation :

$$E_K(I) = E_K^0 + \frac{\hbar^2}{2J} \left[I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} \left(I + \frac{1}{2} \right) \right]$$

où

E_K^0 est l'énergie de l'état intrinsèque et donc la même pour tout état I de la bande,

J est le moment d'inertie,

a est le paramètre de découplage et dépend uniquement de la structure intrinsèque. Il a pour effet de perturber la bande de rotation et de lui faire perdre ainsi sa régularité habituelle en $I(I+1)$. Et lorsqu'on a $|a| > 1$, certains membres de la bande sont inversés, ce qui est notre cas puisque l'état $3/2^+$ se situe au-dessous de l'état fondamental $K = \Omega = 1/2$ de la bande. Ce paramètre a , ainsi que le paramètre d'inertie J peuvent être déduits empiriquement des positions en énergie observées pour les premiers niveaux de la bande. On peut également calculer a , car il s'exprime en fonction des coefficients $C_{j\ell}^2$, prévisibles théoriquement, par la relation :

$$a = \sum_j (-1)^{j-\frac{1}{2}} \left(j + \frac{1}{2} \right) |C_j|^2.$$

Notons que a est lié à une certaine déformation δ , et varie par conséquent avec celle-ci. Backlin⁽¹⁷⁾ avait conclu à une déformation $\delta \approx 0,2$, d'après la mesure du $B(E2)$ de la transition de 35 keV ; il en déduit en effet un moment quadrupolaire qui est fonction de la déformation δ ; il évalue alors :

$$\frac{\hbar^2}{2J} \approx 20 \text{ keV} \quad \text{et} \quad a \approx -2,2.$$

Quant à Mac Donald⁽¹⁹⁾, reprenant cette suggestion de Backlin, il détermine la valeur des paramètres, a , de découplage, et J , d'inertie, à partir de la succession en énergie des trois premiers niveaux de la bande soit 864 keV ($1/2^+$), 828 keV ($3/2^+$) et 935 keV ($7/2^+$) ; ce qui donne :

$$\frac{\hbar^2}{2J} \approx 13 \text{ keV}, \quad a \approx -1,9.$$

Nous comparons, dans le tableau 7 les coefficients $C_{j\ell}^2$ extraits de nos expériences, à deux calculs théoriques de ces mêmes coefficients : celui de Nilsson⁽³¹⁾ utilisant des fonctions d'onde d'oscillateur harmonique, et celui de Faessler et Sheline⁽³²⁾, utilisant celles d'un puit de potentiel de Saxon-Woods avec couplage spin-orbite. Nous avons dû normaliser les coefficients expérimentaux $C_{j\ell}^2$ suivant la condition $\sum_{j\ell} C_{j\ell}^2 \approx 1$. Nous considérons les calculs effectués dans le cas des déformations $\delta \approx 0,1$ et $\delta \approx 0,2$; dans le cadre de la représentation choisie $|N \ell j\rangle$, les orbites concernées sont $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ et $1g_{9/2}$.

Pour établir cette confrontation avec la théorie, nous avons supposé que le niveau situé à environ 940 keV (voir chapitre III) possède un spin $5/2^+$ et est par conséquent susceptible d'appartenir à la bande de rotation.

La comparaison faite dans le tableau nous permet de conclure que :

a) le niveau à 1078 keV considéré jusqu'à présent comme étant le niveau $5/2^+$ de la bande de rotation, ne peut pas faire partie de cette bande ;

b) par contre, le niveau à ~ 940 keV, s'il est de spin $5/2^+$, satisfait aux prévisions du modèle, quant aux coefficients $C_{j\ell}^2$.

THEORIE

E*(keV)	$I\pi$	$(2I+1)S_{\text{exp}} \equiv 2C_{j\ell}^2 \text{ exp.}$ (cf tableau 3)	$C_{j\ell}^2 \text{ exp}$ normalisé	$\delta \approx 0,1$		$\delta \approx 0,2$	
				Nilsson	Faessler	Nilsson	Faessler
829	$3/2^+$	0,3	0,03	0,11	0,084	0,24	0,2
864	$1/2^+$	0,3	0,03	0,03	0,038	0,08	0,14
935	$7/2^+$	8	0,8	0,73	0,66	0,52	0,36
940	$(5/2^+)$	0,86	0,09	}			
1078	$5/2^+$	0,02	0,002		0,2	0,10	0,25
<u>1420</u>	$9/2^+$	$< 0,1$	$< 0,01$	0,01	0,01	0,057	0,055
		$\sum_{j\ell} C_{j\ell}^2 \approx$	0,95	0,99	0,99	1	1

c) l'accord est satisfaisant pour une déformation $\delta \approx 0,1$, et nettement moins bon pour $\delta \approx 0,2$ déformation envisagée jusqu'ici.

Remarquons que les calculs de Nilsson et Faessler aboutissent alors aux valeurs suivantes du paramètre de découplage a :

$\delta \approx$	0,1	0,2
Nilsson	-2,7	-1,9
Faessler	-2,1	-0,7

Ainsi, la valeur de a estimée par Backlin à $a \approx -2.2$, et reprise également par Moret⁽¹⁸⁾, est donc bien compatible avec une déformation $\delta \approx 0,1$.

Les membres $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ et $7/2^+$ de la bande de rotation $1/2^+ [431]$ sont ainsi bien mis en évidence par la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$. Nous remarquons alors que la réaction $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$, qui pourrait exciter facilement des états de spin J_f tels que $5/2^+ \leq J_f \leq 13/2^+$, n'excite pas du tout, ou très faiblement, les états $7/2^+$ et $5/2^+$ de cette bande (voir figure 17) ; cette réaction ne nous permet donc pas d'observer les membres de la bande de rotation $1/2^+ [431]$: ainsi, il n'y a pratiquement aucun recouvrement entre la fonction d'onde de l'état fondamental $9/2^+$ de ^{115}In (état sphérique) et les fonctions d'onde de ses états excités, déformés. Nous avons été ainsi amenés à considérer l'état à 1420 keV, comme étant le membre $9/2^+$ de la bande puisque i) il n'est pas excité en (d, d') ; ii) il n'a pas été vu par la réaction $\text{Cd}(^3\text{He}, d)\text{In}$, le coefficient $C_{j\ell}^2$ correspondant étant très faible ; iii) cet état se désexcite à 98% vers l'état $7/2^+$ à 935 keV et seulement à 1% vers l'état fondamental $9/2^+$.

Par contre, les états très fortement excités entre 1 MeV et 1,5 MeV (voir figure 17), par la réaction $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$, sont d'une nature tout à fait différente ; et bien qu'il ait été tentant jusqu'ici de considérer l'état $11/2^+$ à 1,13 MeV comme le $11/2^+$ de la bande de rotation, nous pensons à présent que cette interprétation est erronée.

Si nous reprenons la bande de rotation déjà calculée par Moret⁽¹⁸⁾ avec (voir fig. 22)

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 17 \text{ keV} \quad \text{et} \quad a = -2,2 \quad (\text{en accord avec } \delta \approx 0,1),$$

nous constatons que la correspondance entre les états vrais et les états prévus théoriquement est excellente pour les états $1/2^+$, $3/2^+$, $7/2^+$ et $9/2^+$, non excités en (d,d') ; mais l'état vrai $5/2^+$, justement faiblement excité en (d,d') , est rabaissé par rapport à sa position théorique : ce n'est donc pas un état rotationnel pur. La présence en effet de deux états $5/2^+$ (940 keV et 1078 keV) à environ la même énergie, mais de natures tout à fait différentes, peut conduire à des mélanges de configurations dans ces états, responsables des écarts observés par rapport aux prédictions théoriques.

Il se pourrait alors que la même situation se présente pour l'état $11/2^+$, prévu vers 1,2 MeV ; cet état $11/2^+$ de la bande se trouverait en effet à quelques keV de cet autre état $11/2^+$ observé à 1,13 MeV, qui lui, n'est pas du type rotationnel, de telle sorte que les expériences de radioactivité, seules expériences finalement susceptibles de le mettre nettement en évidence, n'auraient pu séparer ces deux niveaux de même spin ; et s'il comporte une faible composante excitée par la réaction (d,d') , la résolution expérimentale, ici également, ne permet pas de séparer les deux états ; mais cela par contre, expliquerait peut-être la section efficace anormalement grande pour l'état $11/2^+$ à 1,13 MeV, ainsi que nous le verrons au paragraphe suivant.

En conclusion, l'existence de cette bande de rotation construite sur l'état $1/2^+$ [431] rend très bien compte notamment :

- de l'observation des fortes transitions $B(E2)$ de 35 keV et 106 keV ;

- des facteurs spectroscopiques, faibles pour les premiers états $3/2^+$ (829 keV), $1/2^+$ (864 keV), $5/2^+$ (940 keV) ; nul pour l'état $9/2^+$ à 1420 keV, grand pour l'état $7/2^+$ à 935 keV, qui n'est pas vu en (d, d') ;

- du comportement de l'état $9/2^+$ à 1420 keV, qui n'apparaît ni en $(^3\text{He}, d)$ ni en (d, d') qui décroît à 98% vers l'état $7/2^+$ à 935 keV et à 1% seulement vers l'état fondamental $9/2^+$;

Certains états excités de l'indium-115 seraient donc faiblement déformés ($\delta \approx 0,1$), tandis que l'état fondamental serait sphérique. Cette déformation est mise en évidence par le transfert d'un proton sur l'orbite $1g_{7/2}$ interagissant avec les deux trous de protons répartis sur trois orbites différentes (70 % en $1g_{9/2}$, 30 % en $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$) dans l'état fondamental du cadmium, noyau "mou" . Nous rappelons qu'il faut cependant confirmer :

- le spin et la parité du niveau à 940 keV, supposé ici $5/2^+$ (des résultats préliminaires⁽²¹⁾ attribuent également un spin $5/2^+$ à cet état)

- l'existence du niveau $11/2^+$ de cette bande vers 1,2 MeV d'énergie d'excitation, afin de pouvoir conclure définitivement à l'existence de cette bande de rotation.

Cependant, cette dernière n'explique pas la présence des niveaux situés à 1078 keV, 1130 keV, 1290 keV, 1450 et 1460 keV (voir fig.18) dans la même région d'énergie, de parité positive également, mais

d'une toute autre nature puisqu'ils sont, eux, très fortement excités par la réaction (d,d'). C'est de la structure de ces niveaux que nous discutons maintenant, au paragraphe suivant.

IV.2.1.3 Hypothèse du couplage faible.

Il s'agit maintenant d'interpréter cette série de niveaux dans ^{115}In , situés entre 1 MeV et 1,5 MeV environ, qui ne sont pas excités par la réaction ($^3\text{He},d$) (voir figure 17), et que n'expliquent pas les deux modèles traités ci-dessus (§ IV.2.1.2 et IV.2.1.3).

Ce groupe de niveaux est par contre très excité au cours des expériences d'excitation coulombienne et de diffusion inélastique, ainsi que le montre le spectre obtenu par la réaction $^{115}\text{In}(d,d')^{115}\text{In}$ (figures 16 et 17) : le caractère collectif de ces états est ainsi mis en évidence. L'hypothèse la plus simple pour interpréter ces états excités est de supposer un couplage faible entre le trou de proton en $1g_{9/2}$ et les premiers niveaux du coeur pair-pair adjacent ; nous avons vu que l'indium dans son état fondamental est bien décrit comme un trou de proton dans un coeur d'étain ; nous considérons donc le couplage avec le premier état 2^+ , collectif, à 1,29 MeV dans ^{116}Sn . Nous rappelons les principales propriétés que doivent alors vérifier les états issus de ce couplage, dans le cadre de ce modèle simple.

a) Ces états forment un quintuplet $| (1g_{9/2})^{-1} 2^+ \rangle$, de spins $5/2^+$, $7/2^+$, $9/2^+$, $11/2^+$, $13/2^+$.

b) Le centre de gravité en énergie du quintuplet doit correspondre à l'énergie d'excitation de cet état 2^+ .

c) Leur probabilité de transition électromagnétique $B(E2)$ vers l'état fondamental pour chacun des membres du multiplet doit être du même ordre de grandeur que celle de la transition de l'état 2^+ vers l'état 0^+ de ^{116}Sn ; le modèle implique que les transitions du type E2

sont interdites entre les membres du multiplet, de même que les transitions M1 issues de ces états vers l'état fondamental.

d) La section efficace de diffusion inélastique, pour chaque membre J_f doit satisfaire la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{J_f} = \frac{(2J_f+1)}{(2J_c+1)(2J_i+1)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{coeur } 2^+}$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{coeur } 2^+}$ est la section efficace d'excitation de l'état 2^+ par le même processus de diffusion inélastique. Par suite, les distributions angulaires doivent avoir la même forme que celle de l'état 2^+ du coeur et être caractérisées par le moment transféré égal à 2.

Plusieurs tentatives ont alors été faites afin de reconstituer ce quintuplet de ^{115}In , après étude, des transitions α observées (20, 33, 18), des mesures de $B(E2)$ (34, 19), des niveaux excités en diffusions inélastiques (25, 23, 22) et en excitation coulombienne (21).

Les résultats de nos expériences ($^3\text{He}, d$) et (d, d') nous aident à conclure que, de toutes ces tentatives, il ressort que le quintuplet est constitué de la façon suivante :

$$\left. \begin{array}{l} 5/2^+ \text{ à } 1,078 \text{ MeV} \\ 11/2^+ \text{ à } 1,13 \text{ MeV} \\ 13/2^+ \text{ à } 1,29 \text{ MeV} \\ 9/2^+ \text{ à } 1,450 \text{ MeV} \\ 7/2^+ \text{ à } 1,460 \text{ MeV} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{le centre de gravité du quintu-} \\ \text{plet se situe alors à } 1,28 \text{ MeV} \end{array}$$

car nous excluons définitivement :

. l'état $7/2^+$ à 935 keV étant donné son caractère purement "une particule-deux trous"

. l'état $9/2^+$ à 1420 keV qui n'apparaît absolument pas au cours de la réaction $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$, et qui ne se désexcite presque pas vers l'état fondamental.

. l'état supposé $13/2^+$ à 1,645 MeV par Mc Donald et Moret, qui devrait par conséquent être très excité par la réaction (d,d') et qui, en fait, ne l'est pas du tout.

Ainsi en faveur de l'hypothèse du couplage faible, on retrouve les propriétés suivantes :

- . la position du centre de gravité concorde avec la position du premier état 2^+ à 1,29 MeV dans ^{116}Sn ;

- . la distribution angulaire du groupe $[1,078 + 1,13 + 1,29 + 1,45 + 1,46]$ est identique en forme et en valeur absolue, à celle du premier état 2^+ de ^{116}Sn , dans le cas de la diffusion inélastique⁽²³⁾ (α, α') ;

- . ces cinq niveaux se désexcitent principalement vers l'état fondamental.

Mais ce modèle trop simple néglige les mélanges de configuration dans la fonction d'onde de l'état fondamental $9/2^+$ de ^{115}In ; ces mélanges vont permettre d'expliquer les écarts expérimentaux observés, par rapport à ce modèle; en effet, l'expérience

$^{115}\text{In}(^3\text{He}, d)^{116}\text{Sn}$ ⁽¹⁰⁾ a montré que la fonction d'onde de l'état fondamental de ^{115}In comportait une composante non négligeable du type $|(1g_{9/2})^{-1} 2^+>_{9/2^+}$; (voir ce chapitre, § IV.1). Il s'ensuit que :

- . la règle en $(2J_f+1)$ prévoit pour $J_f=9/2^+$ une section efficace plus grande que celle observée expérimentalement, puisque ce niveau $9/2^+$ à 1450 keV ne contient pas toute l'intensité $|(1g_{9/2})^{-1} 2^+>_{9/2^+}$, une partie de celle-ci étant localisée dans l'état fondamental;

- . une transition M1 vers l'état fondamental n'est plus interdite. A ce sujet, nous rappelons que de Shalit⁽³⁵⁾ a montré l'importance de ces composantes M1, car elles affectent alors les probabilités B(E2) en tendant à diminuer leur intensité spécialement dans le cas

de transitions entre niveaux de même spin et même parité. Or, les rapports $\frac{B(E2)}{B(E2)_{s.p.}}$ expérimentaux sont effectivement trop faibles, ($\sim 0,5$ à 6) pour chacun des cinq états, par rapport à 10 pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans ^{116}Sn). Le fait d'obtenir des mélanges $(E2+M1)^{(33, 22)}$ reflète ainsi les mélanges de configurations auxquels les probabilités de transitions sont très sensibles.

D'autre part, puisque toute l'intensité $|(g_{9/2})^{-1} 0^+_{9/2^+}$ n'est pas contenue dans l'état fondamental, l'état $9/2^+$ du quintuplet peut en contenir une partie ; la présence d'une composante E2 parmi les transitions observées entre ce niveau et les autres membres du quintuplet serait alors autorisée.

Soulignons que, de plus, si le niveau 2^+ du coeur est décrit par un mélange de un et deux phonons, les probabilités de transition seront encore sensibles à ce mélange, même très faible.

Enfin, l'état $11/2^+$ à $1,14$ MeV présente une section efficace plus grande en diffusion inélastique, que celle prévue par la règle en $(2J_f+1)$: nous en donnons une explication possible au § IV.2.1.2 par la présence d'un second état $11/2^+$ distant de quelques keV appartenant à la bande de rotation mais non purement rotationnel (hypothèse qu'il faut encore vérifier).

Le modèle du couplage faible, grossier pourtant, s'applique donc très bien, sous certaines réserves, à ces cinq états de l'indium. Nous comparons (figure 22) le schéma de niveaux de ^{115}In , d'une part à la bande de rotation calculée théoriquement et, d'autre part, au spectre théorique calculé par Alaga et Lopac⁽³⁶⁾ afin d'essayer de reproduire le quintuplet. Il apparaît :

. que ce dernier calcul rabaisse systématiquement le quintuplet par rapport à l'expérience, d'environ 400 keV ;

. que, en plus, à l'intérieur de chacun des couplages, l'énergie expérimentale des deux niveaux $5/2^+$ est abaissée.

En conclusion, nous sommes en présence, dans une même région d'énergie, non pas d'une seule mais de deux familles de niveaux de même parité, de natures tout à fait différentes, et que nos expériences ont permis de séparer clairement : l'une correspond à un mode de couplage faible conduisant à des états sphériques, tandis que l'autre est décrite par un mode de couplage fort conduisant à des états déformés ; il est alors normal que des interactions réciproques existent entre ces deux séquences de niveaux et soient responsables de la présence de mélanges de configurations dans les fonctions d'onde de ces états : mélanges que nous constatons être faibles en réalité et que nous avons expérimentalement mis en évidence pour l'état $5/2^+$ (940 keV) qui, bien qu'appartenant à la bande de rotation, est faiblement excité par diffusion inélastique (d,d').

IV.2.2 Niveaux à basse énergie d'excitation dans ^{107}In .

La structure de l'indium-107 était tout à fait inconnue jusqu'ici ; la seule façon de l'atteindre actuellement, est la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$.

Nous soulignons que cette dernière ne nous révèle qu'une partie de la structure de cet isotope et que la comparaison avec la réaction $^{107}\text{In}(d, d')^{107}\text{In}$ est hélas impossible ici.

Il faut remarquer que :

. le spectre de ^{107}In présente la même structure que celui de ^{115}In ; il est simple jusqu'à environ 1,5 MeV d'énergie d'excitation, puis au-delà, il devient plus complexe, la densité des niveaux étant importante ;

• la majeure partie de l'intensité $\ell_p = 4(7/2^+)$ (voir tableau 4) est contenue dans un pic, le pic à 1,12 MeV ; de la même façon que pour le niveau $7/2^+$ à 935 keV de l'indium-115. Ce pic à 1,12 MeV est complexe : l'analyse (voir chapitre III) a montré la présence d'un $\ell_p = 0(1/2^+)$ et vraisemblablement d'un $\ell_p = 2$; la situation est donc analogue à celle observée dans ^{115}In , concernant le doublet $(1/2^+, 3/2^+)$ également proche de l'état $7/2^+$.

• les intensités $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$ etc ... sont de la même façon distribuées sur un grand nombre de niveaux ;

• enfin, aucun niveau n'est excité de façon appréciable par cette réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$, entre 1 MeV et 1,5 MeV ; il en était de même pour le spectre issu de la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$, où cette région, nous l'avons vu, correspond au quintuplet

$|(1g_{9/2})^{-1} 2^+ > 5/2^+ \rightarrow 13/2^+$, par contre très excité par la réaction $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$.

On note que l'analyse de certaines distributions angulaires pour des pics situés au-dessus de 1,5 MeV (voir chapitre III) a montré la nécessité d'introduire des transferts $\ell_p = 4$ (ou $\ell_p = 5$) ; mais il est actuellement impossible de choisir entre l'une de ces deux valeurs ; la mise en évidence d'autres états $9/2^+(\ell_p = 4)$ à ces énergies confirmerait l'une de nos conclusions de la première section : en effet, nous avons conclu que, dans la fonction d'onde de l'état fondamental ^{106}Cd , les deux trous devaient se trouver presque uniquement sur l'orbite $1g_{9/2}$; nous nous attendons donc à trouver dans le spectre de ^{107}In , d'autres états correspondant à un transfert $\ell_p = 4(9/2^+)$ provenant des configurations $|(g_{9/2})_0^{-2} Co^+ >_0^+$, $|(g_{9/2})_2^{-2} C2^+ >_0^+$... présentes dans la fonction d'onde décrivant l'état fondamental du cadmium 106.

Nous présentons sur la figure 21 un tout premier schéma de niveaux de ^{107}In , obtenu d'après les résultats de cette réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$, ainsi que les facteurs spectroscopiques correspondants.

Il faut remarquer, en conclusion, que le spectre obtenu sur toute une série d'isotopes à l'issue des réactions $^{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{49}\text{In}$ présente la même allure, et que ce pic intense correspondant à l'état $7/2^+$ est à distance pratiquement constante de l'état fondamental, quel que soit A.

Cette situation montre le peu d'influence du rôle joué par le nombre de neutrons sur ces états de type "une particule-deux trous", l'interaction "une particule (en $g_{7/2}$)- deux trous (en $g_{9/2}$)" étant prépondérante.

CONCLUSION

Ce travail avait pour but d'approfondir nos connaissances sur la structure des noyaux situés à proximité de la couche fermée en protons $Z = 50$, et plus particulièrement sur celle des noyaux d'indium ($Z = 49$) et de cadmium ($Z = 48$).

L'étude systématique des réactions ${}^A_{48}\text{Cd}({}^3\text{He}, d){}^{A+1}_{49}\text{In}$ conduisant aux trois premiers états de l'indium, pour $A = 106, 110, 112, 114$ et 116 nous a permis de mesurer les corrélations dans l'état fondamental du noyau cible de CADMIUM ; ces expériences révèlent en effet que :

- les deux trous de protons sont répartis sur les couches $1g_{9/2}$, $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ avec des probabilités d'occupation constantes de 70%, 15% et 15% respectivement, pour $A \geq 110$; ce résultat étant la manifestation d'une interaction résiduelle du type force d'appariement tendant à rendre moins nette la surface de Fermi ;

- lorsque A diminue ($= 106$), les deux trous sont presque à 100% sur l'orbite $1g_{9/2}$, en accord ici avec l'image donnée par le modèle des couches, image de plus en plus valable puisqu'on se rapproche d'une double couche fermée en protons et neutrons.

Les isotopes 107 et 115 de l'INDIUM ont fait l'objet d'une étude plus détaillée, et dans le cas de ^{115}In , les deux spectres, issus des réactions $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$ et $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$ ont été comparés.

Cette nouvelle méthode d'atteindre la structure de ^{115}In nous a aidé à clarifier la situation dans cet isotope :

- Tout d'abord, nous rappelons le caractère à un trou de proton des trois premiers états, mis en évidence précédemment par nos expériences $^{114}_{50}\text{Sn}(d, ^3\text{He})^{115}_{49}\text{In}$; ce sont des états sphériques ;

- Ensuite, la coexistence à environ même énergie d'excitation de deux séries de niveaux de parité positive, mais de natures complètement différentes, est indubitable ; en effet :

- . une série de cinq états est décrite par le modèle du couplage faible ; ces états, sphériques, ont une configuration prépondérante du type $|(1g_{9/2})^{-1} 2^+_{5/2} \rightarrow 13/2^+$. Ils sont excités par diffusions inélastiques $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$ et $^{115}\text{In}(p, p')^{115}\text{In}$ à partir de l'état fondamental, sphérique ;

- . une deuxième série d'états est décrite par le modèle du couplage fort ; ce sont des états déformés, de nature "une particule-deux trous", mis en évidence par la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$, et correspondant à une déformation $\delta \approx 0,1$.

Ainsi, il est nécessaire de faire appel aux deux modèles, et non à un seul, pour interpréter ces nombreux états de parité positive situés à basse énergie d'excitation dans ^{115}In .

Il peut sembler surprenant à première vue de conclure à l'existence d'états déformés (1p-2t) dans l'indium, alors que ^{114}Cd , dans son état fondamental, n'est généralement pas considéré comme déformé ; mais il semble que le cadmium soit un noyau "mou", et ayant des composantes déformées ; alors, le fait de transférer un proton dans

les orbites occupées par deux trous, met en évidence des états sphériques (états à un simple trou de proton) ; tandis que le fait de mettre un proton cette fois-ci, sur les orbites vides (états à $1p-2t$) met en évidence des états déformés.

L'isotope 107, qui était totalement inconnu jusque-là, et dont nous présentons un tout premier schéma de niveaux, présente les mêmes caractéristiques principales que ^{115}In : le spectre a la même allure, et le caractère important de simple particule de l'état $7/2^+$ passe de 100% dans ^{115}In à 75% dans ^{107}In ; on note d'ailleurs que, sur toute une série d'isotopes, la position relative de cet état $7/2^+$ par rapport à l'état fondamental $9/2^+$ est pratiquement constante : par suite, on en déduit que le rôle des neutrons situés sur l'orbite $1g_{7/2}$ est le même, sur l'état à un trou de proton en $1g_{9/2}$ et sur l'état à "un proton en $g_{7/2}$ -deux trous en $g_{9/2}$ ", et que cette interaction du type une particule-deux trous est donc peu affectée par le nombre de neutrons.

Enfin, il faut souligner que si nous avons pu reconnaître la nature prépondérante des états de l'indium, c'est grâce à l'utilisation de ces réactions nucléaires, de transfert du type $(^3\text{He}, d)$, et de diffusion inélastique du type (d, d') : leur caractère sélectif en fait un "outil" très puissant et c'est par ce même processus, $^{115}\text{In}(^3\text{He}, d)^{116}\text{Sn}$, que des mélanges de configurations dans l'état fondamental $9/2^+$ de l'indium avaient pu être mis en évidence précédemment ; ces mélanges expliquent les écarts expérimentaux observés par rapport aux prédictions des deux modèles utilisés ; nous avons montré que ces modèles, simples, "macroscopiques", s'appliquent alors de façon très satisfaisante.

De plus, la présence, dans une même région d'énergie, de ces deux modes de vibrations différents, provoque des mélanges de configurations dans les fonctions d'onde des états correspondants. Il est d'ailleurs remarquable que ceux-ci soient si faibles, puisque nous avons montré que la distinction entre les 2 modes est finalement très nette.

Enfin, le succès obtenu pour l'interprétation des états de ^{115}In jusque vers 1,5 MeV d'énergie d'excitation permet de penser qu'il serait fructueux de continuer cette étude sur les autres isotopes de l'indium, et même, de l'étendre à d'autres familles de noyaux ; il serait particulièrement intéressant d'obtenir ainsi des informations plus systématiques sur la déformation due à l'interaction "1 particule-2 trous" et d'une manière plus générale, sur la coexistence, dans un même noyau, d'états sphériques et d'états déformés.

REFERENCES

- (1) M. CONJEAUD et al, Nucl. Phys. 1969, A 129, 10.
- (2) UDO et al, Electronics vol. 2, p. 413 (I.A.E.A. Vienne 1962)
- (3) L. BIANCHI et J. QUIDORT, Compte rendu d'activité CEN Saclay (1968-1969)
- (4) L. BIANCHI, Rev.Phys. Appl. 1969, 4, 211.
- (5) A. MESSIAH, Mécanique quantique, p. 721.
- (6) G.R. SATCHLER, Ann. Phys. 1958, 3, 275-291.
- (7) R.H. BASSEL, Phys. Rev. 1966, 149, 791.
- (8) R.H. BASSEL, additif "Julie" au rapport ORNL 32-40.
- (9) J.B. FRENCH et M. MALFARLANE, Nucl.Phys. 1961, 26, 168.
- (10) HARAR, Thèse Orsay 1968. Rapport CEA R 3776.
- (11) G. IGO et al, Phys. Rev. 1962, 124, n° 3, 832.
- (12) JOLLY et al, Phys. Rev. 1963, 130, n° 6, 2391.
- (13) S.A. HJORTH, Nucl. Phys. 1968, 116, 1.
- (14) KOVOSTOVA et al, Bull. Phys. Soc. SSSR 1968.
- (15) FOREST, Phys. Letters, 1963, 7, n° 2, 130.
- (16) J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE et A.H. WAPSTRA, Nucl. Phys. 1965, 67, 32.
- (17) EACKLIN et al, Nucl. Phys. 1967, A96, 539.
- (18) MORET, Thèse Grenoble 1969.

- (19) McDONALD et al, Nucl. Phys. 1967, A104, 177.
- (20) GRAEFFE et al., Nucl. Phys. 1968, A114, 321.
- (21) DIETRICH et al, BAPS 1969, 14, 555.
- (22) E. BOOTH et BROWNSON, Nucl. Phys., 1967, A98, 529.
- (23) STEWART et al, Phys. Rev., 1968, 171, 1316.
- (24) VAN DER KOI et al, Physica, 1963, 29, 140.
- (25) S.A. HJORTH et al, Arkiv Fysik, 1967, 33, n° 10
- (26) COHEN et al, Phys. Rev., 176, n° 4, 1401.
- (27) ALAGA, Physical Society, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course XL (Varenna 1967) Nuclear Structure and Nuclear Reactions (1969) Academic Press.
- (28) SILVERBERG, Nucl. Phys., 1964, 60, 483.
- (29) SHOUP et al, 1969, A135, 689.
- (30) PEKER, Bull. Phys. Soc. SSSR, 1969, p. 829.
- (31) NILSSON, Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd. 1955, n° 29.
- (32) FAESSLER et SHELINE, Phys. Rev., 1966, 148, n° 3, 1003.
- (33) PANDHARIPANDE, Phys. Rev. 1964, 136, n° 2B, 346.
- (34) ALKHAZOV et al, Bull. Phys. Soc. SSSR, 1964, 28, 1559.
- (35) de SHALIT, Phys. Lett., 1962, 1, n° 7.
- (36) ALAGA et LOPAC, communication privée.

LEGENDE DES FIGURES

- Figure n° 1 : Schéma du Van de Graaff Tandem de Saclay
- Figure n° 2 : Schéma du montage électronique
- Figure n° 3 : Schéma du spectrographe magnétique type Buechner
- Figure n° 4 : Comparaison des courbes théoriques obtenues avec l'ensemble de paramètres "Sn" à celles obtenues avec l'ensemble du tableau 2, pour les trois premiers états excités de ^{115}In .
- Figure n° 5 : Courbes de diffusions élastiques
[a) et b)] $^{106-114}\text{Cd}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{106-114}\text{Cd}$ expérimentales et théoriques.
- Figure n° 6 : Courbe $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{114}\text{Cd}$ en $\frac{\sigma}{\sigma_R}$: résultat donné par la recherche automatique des paramètres du modèle optique.
- Figure n° 7 : Voie (d) ; comparaison expérience⁽¹³⁾-théorie avec le nouvel ensemble choisi.
- Figure n° 8 : Spectre des deutons issus de la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{I}$
- Figure n° 9 : Spectre des deutons issus de la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{I}$

- Figure n° 10 : Distributions angulaires expérimentales et théoriques obtenues par la réaction $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$.
- Figure n° 11 : Analyse du niveau à 935 keV
- Figure n° 12 : Distributions angulaires $^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$ (suite)
- Figure n° 13 : Distributions angulaires $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$
- Figure n° 14 : Positions relatives des 3 premiers états $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ sur toute une série d'isotopes de l'indium [a) b)]
- a) réf. KHULELIDZE et al.
Bulletin of the Academy of Sciences of the SSSR, vol. 29, n° 5, p 732.
- b) réf. (1)
- Figure n° 15 : Distributions angulaires $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{107}\text{In}$ (suite)
- Figure n° 16 : Spectre des deutons issus de la réaction $^{115}\text{In}(d, d')^{115}\text{In}$
- Figure n° 17 : Comparaison entre les niveaux de ^{115}In obtenus par les différentes réactions :
- $$^{115}\text{In}(dd')^{115}\text{In}$$
- $$^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$$
- $$^{116}\text{Sn}(^3\text{He}, d)^{115}\text{In}$$
- Figure n° 18 : Schéma récapitulatif de désintégration de ^{115}In .
- Figure n° 19 : Interaction "une particule-un trou" et "une particule-deux trous" dans la région $Z = 50$.
- Figure n° 20 : Comparaison entre les résultats obtenus au cours des expériences $^{114}_{48}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{115}_{49}\text{In}$
- et $^{116}_{50}\text{Sn}(^3\text{He}, d)^{117}_{51}\text{Sb}$

Figure n° 21 : Schéma expérimental des niveaux de ^{107}In , observés au cours de la réaction $^{106}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{107}\text{In}$ et facteurs spectroscopiques.

Figure n° 22 : Spectre expérimental de ^{115}In comparé aux spectres théoriques correspondant au couplage fort et au couplage faible (calcul d'Alaga et Lopac⁽³⁶⁾).

SCHEMA DU TANDEM

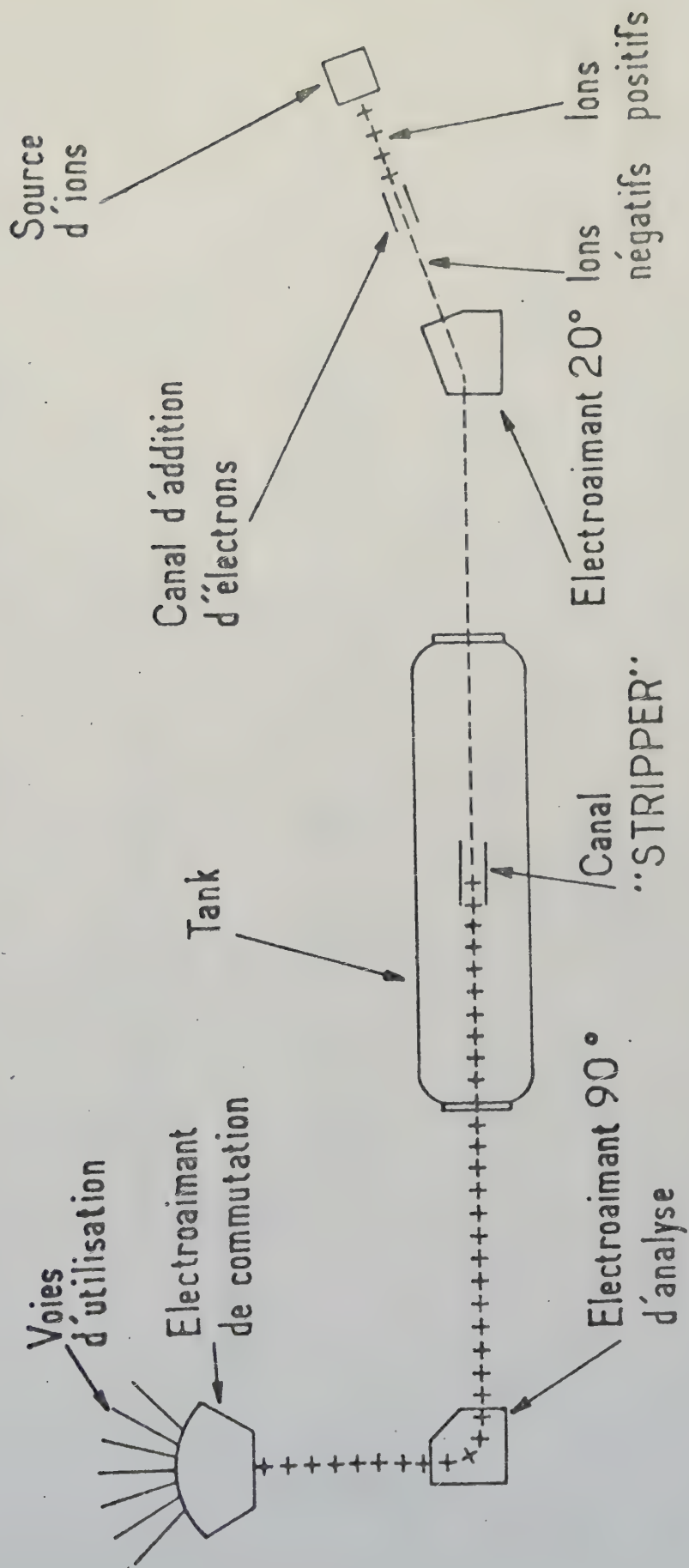


Fig.1

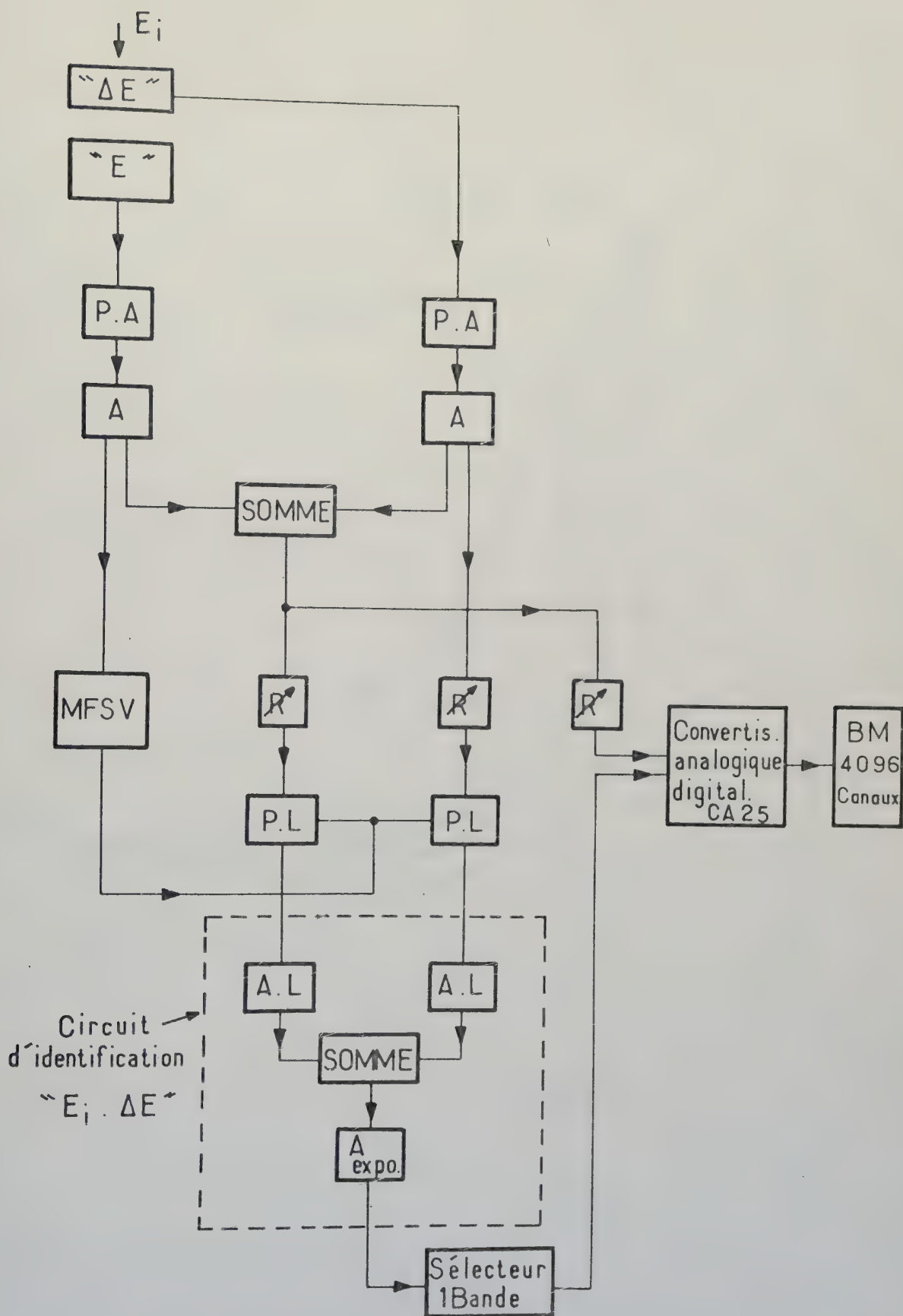


Fig.2

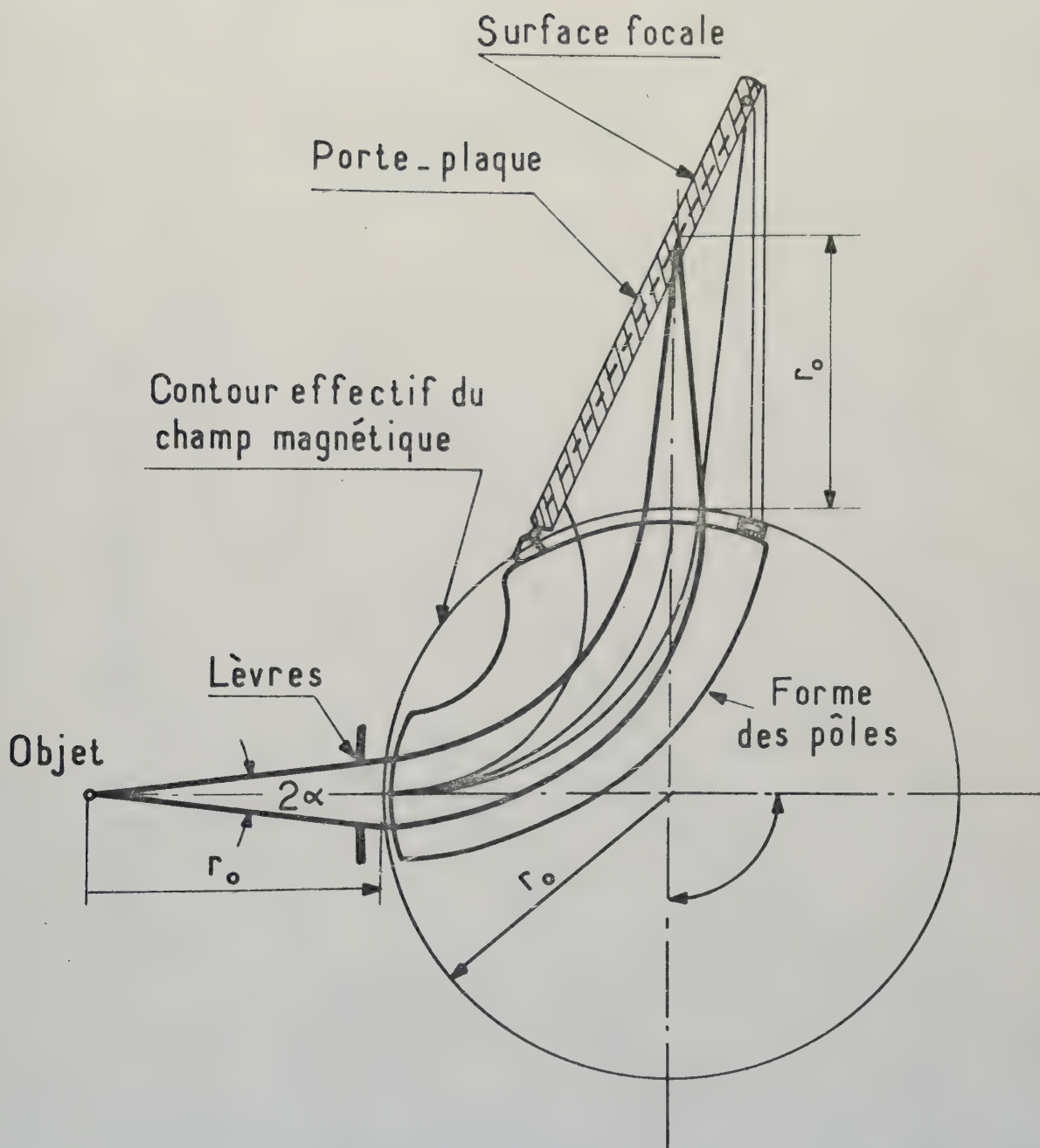


Fig. 3

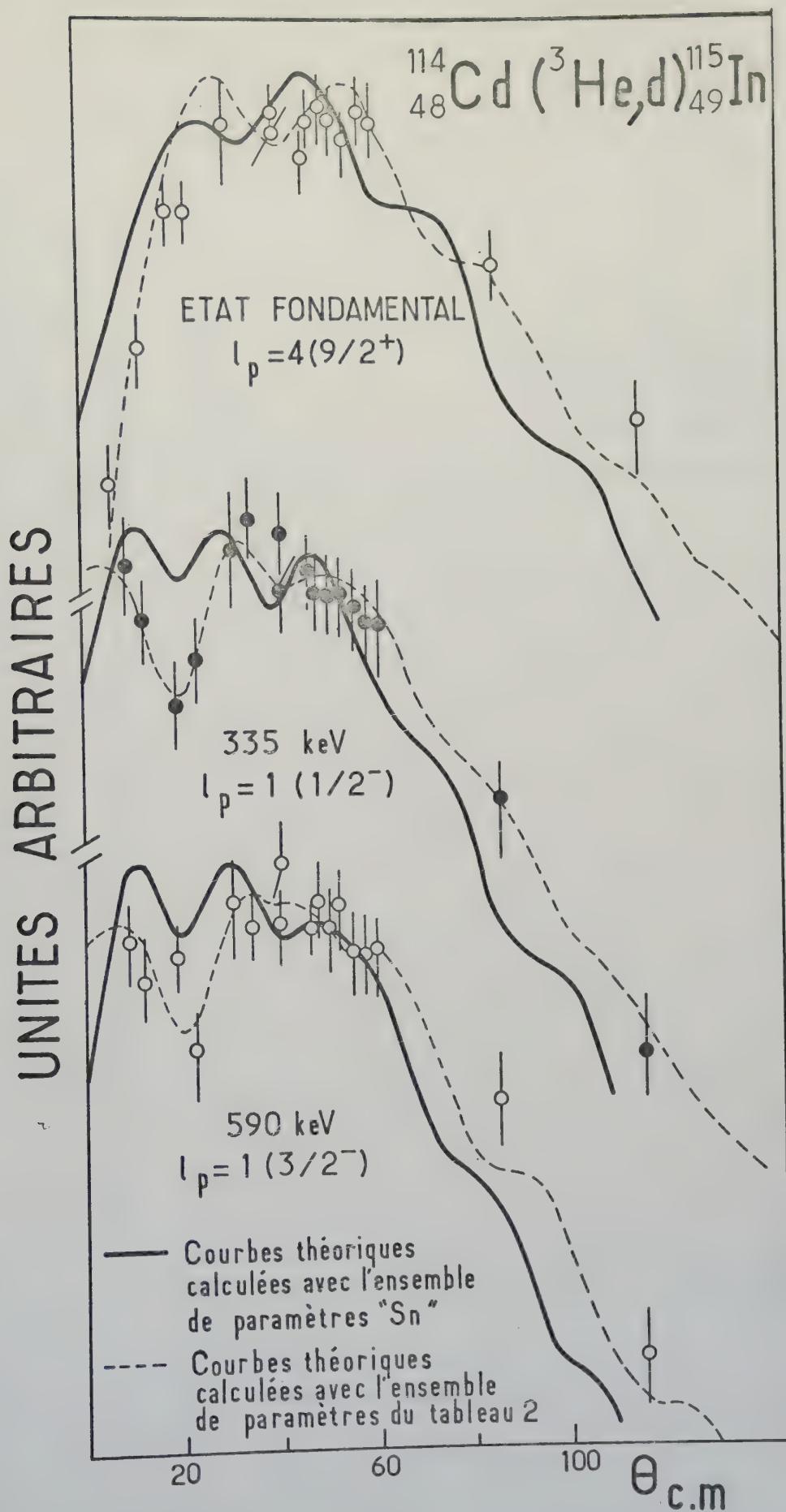


Fig. 4

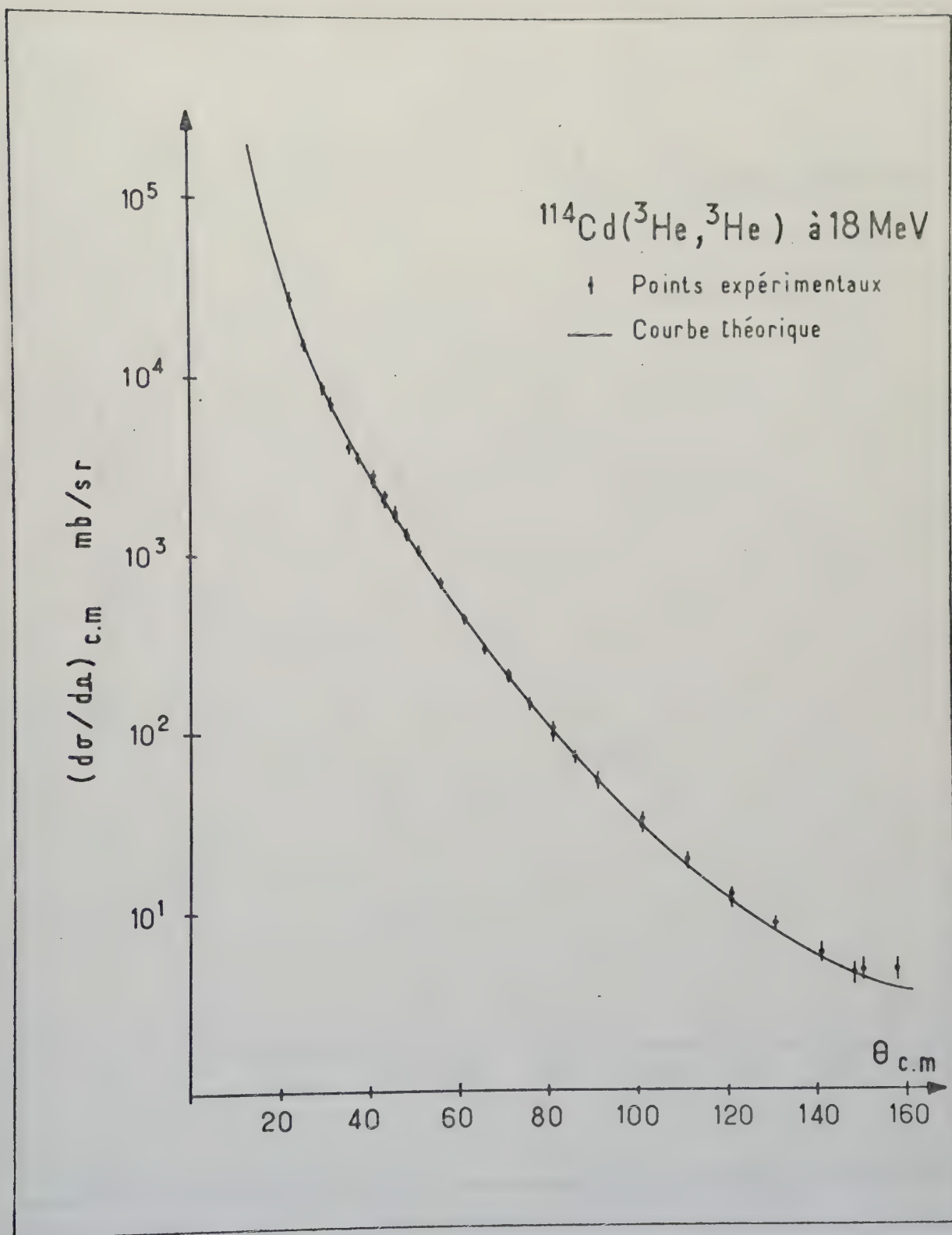


Fig. 5a

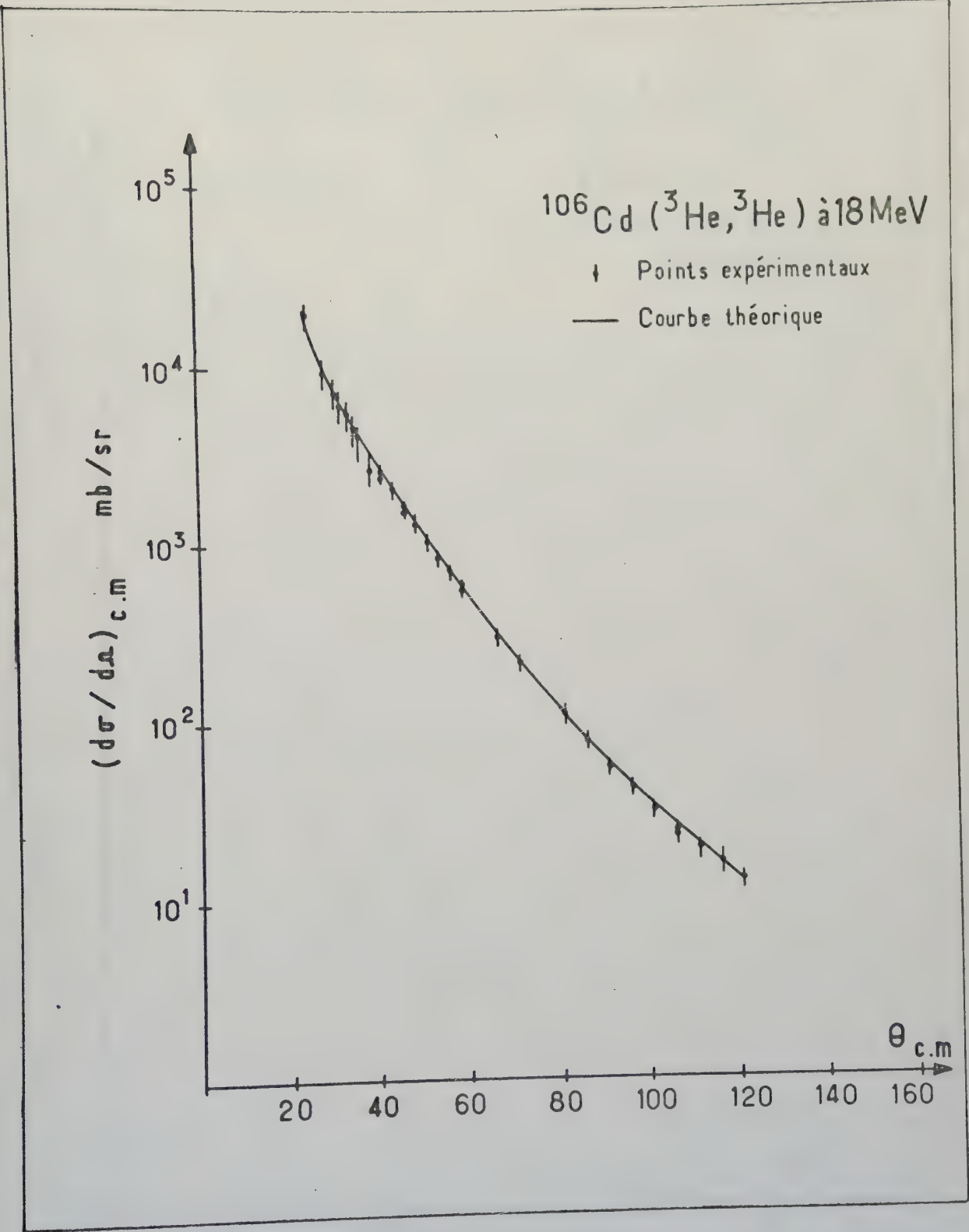


Fig. 5b

$^{114}\text{Cd}(^3\text{He}, ^3\text{He}) ^{114}\text{Cd}$ à 18 MeV

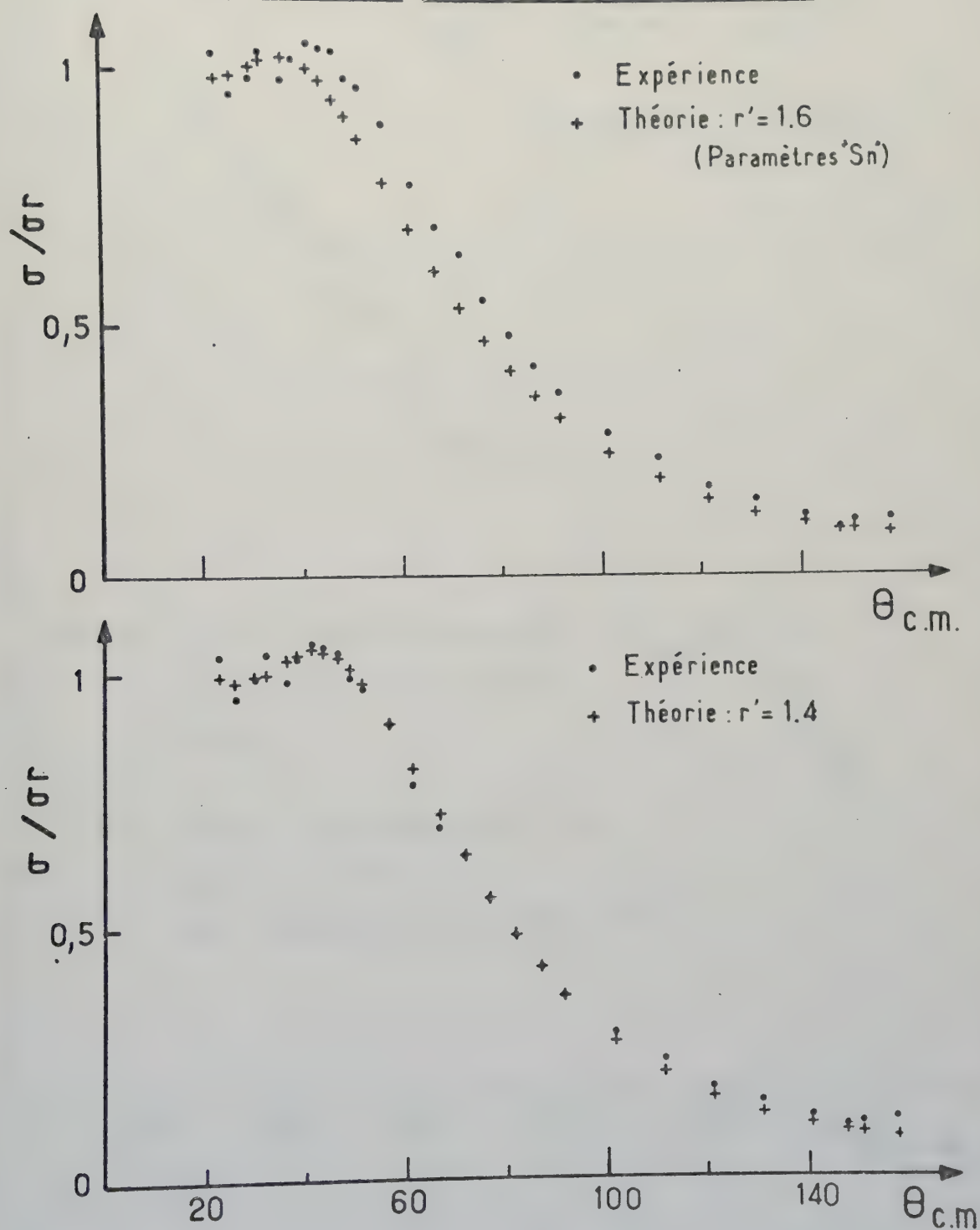


Fig. 6

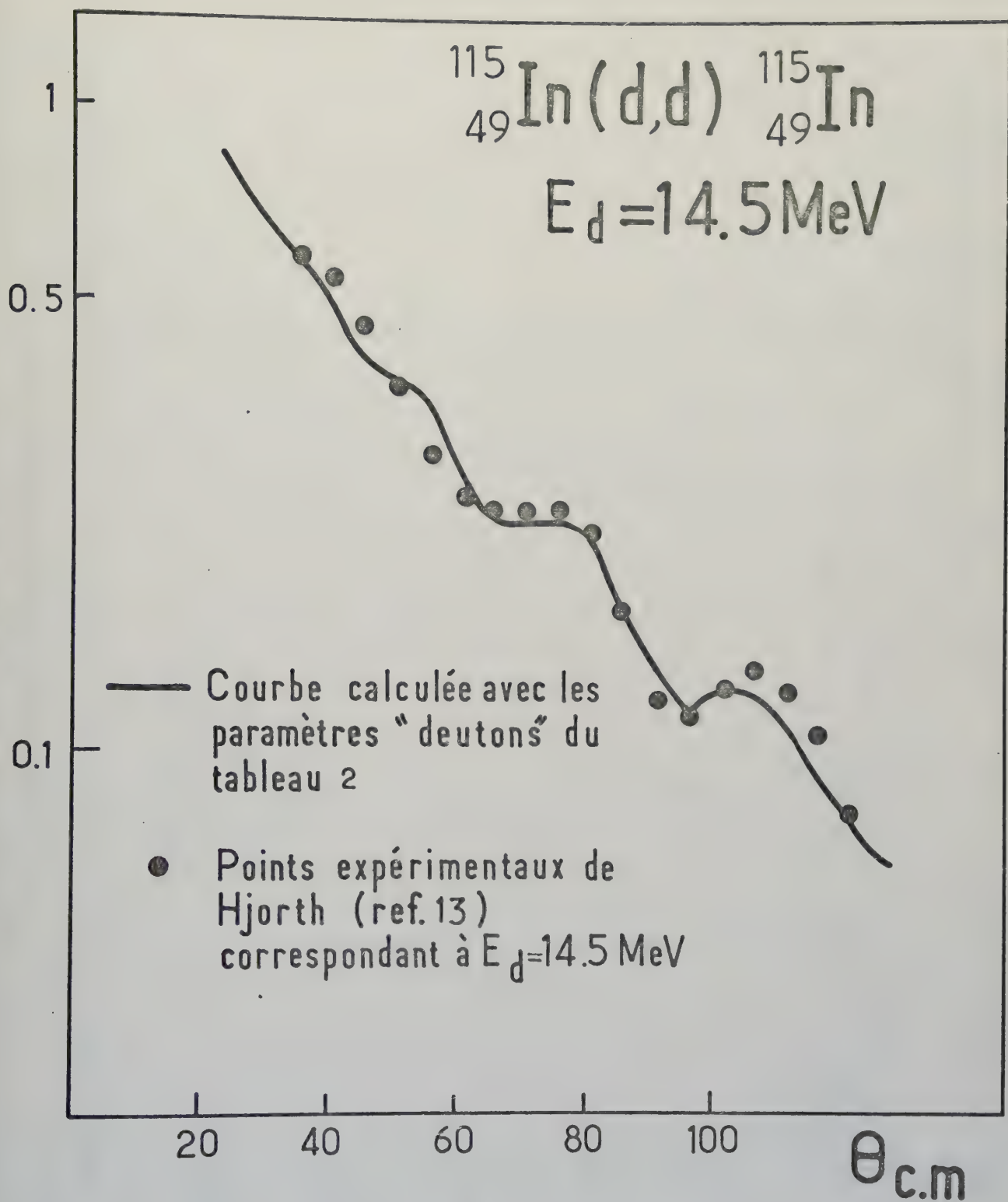


Fig.7

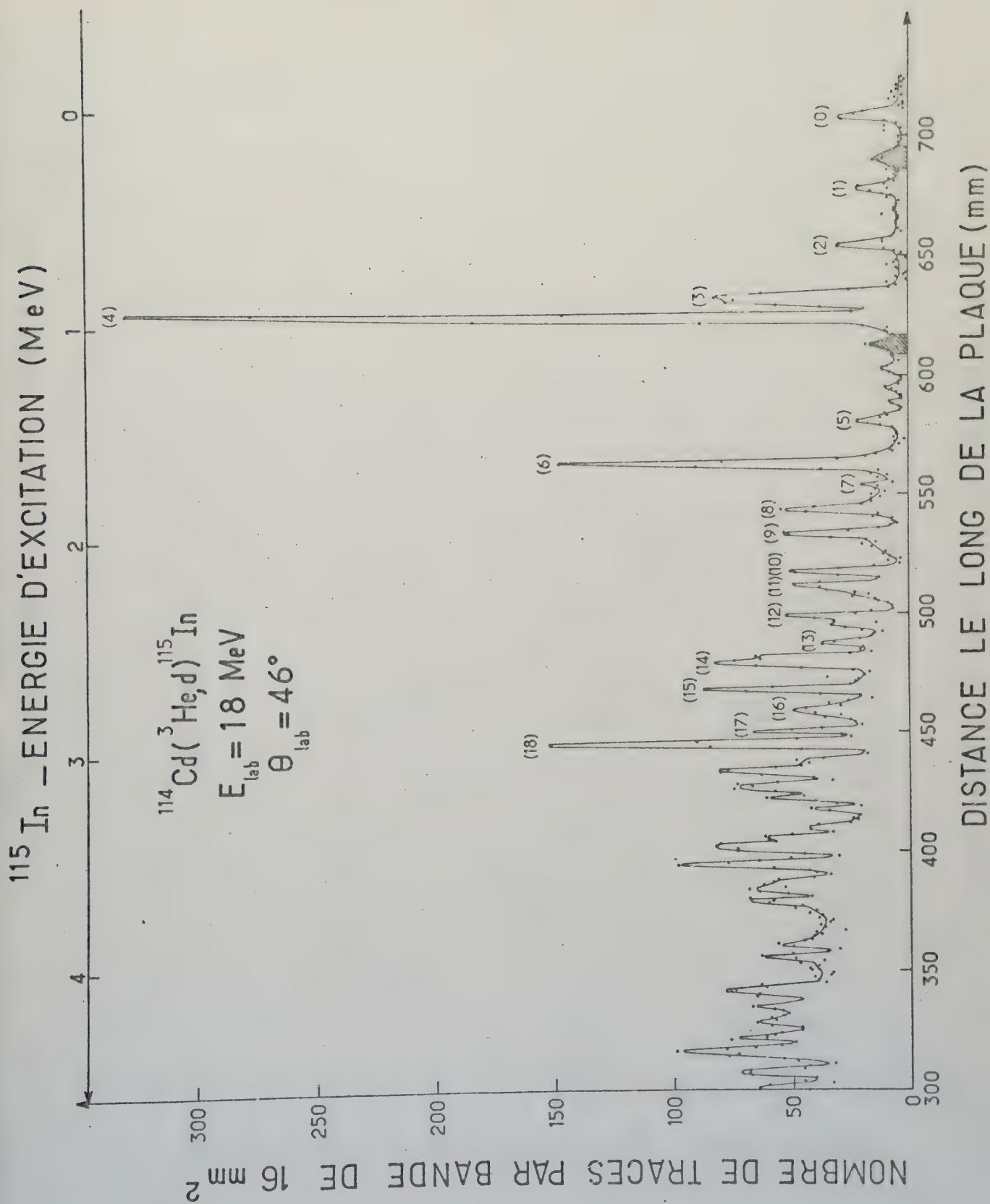
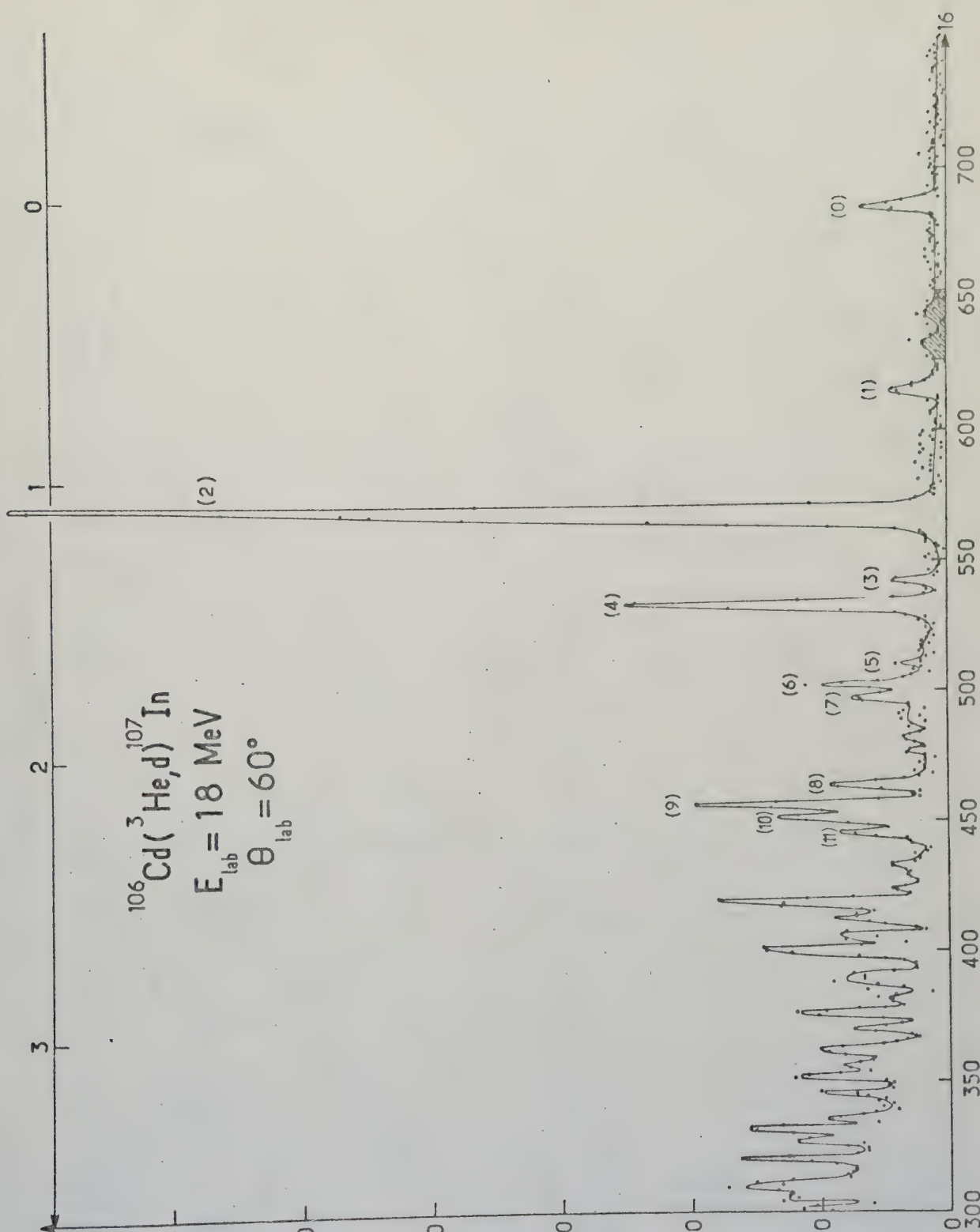


Fig.8

^{107}In - ENERGIE D'EXCITATION (MeV)

$^{106}\text{Cd}(^3\text{He,d})^{107}\text{In}$
 $E_{\text{lab}} = 18 \text{ MeV}$
 $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ$

NOMBRE DE TRACES PAR BANDE DE 16 mm²



DISTANCE LE LONG DE LA PLAQUE (mm)

Fig. 9

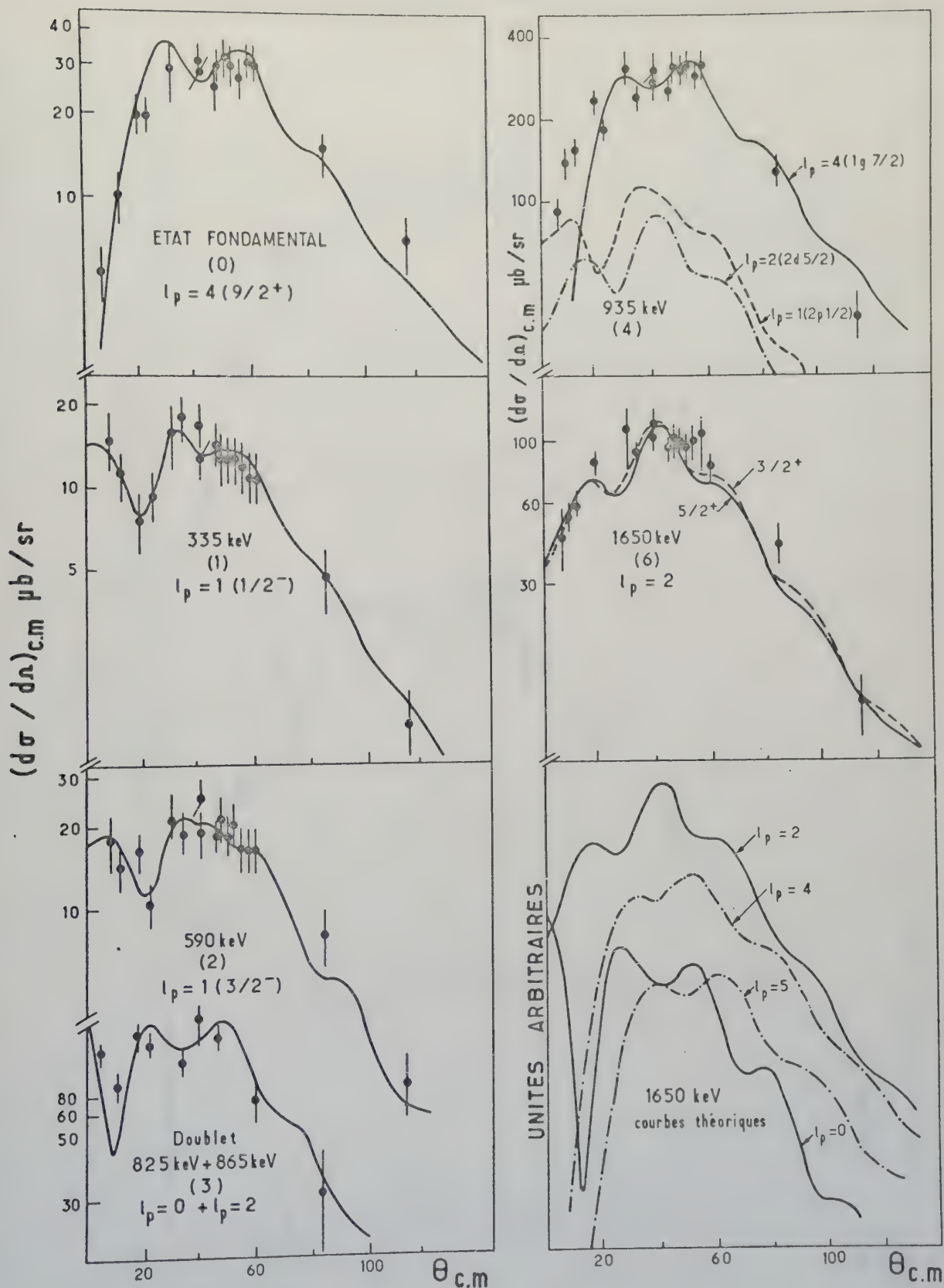
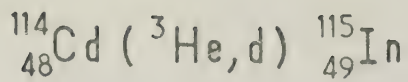


Fig.10

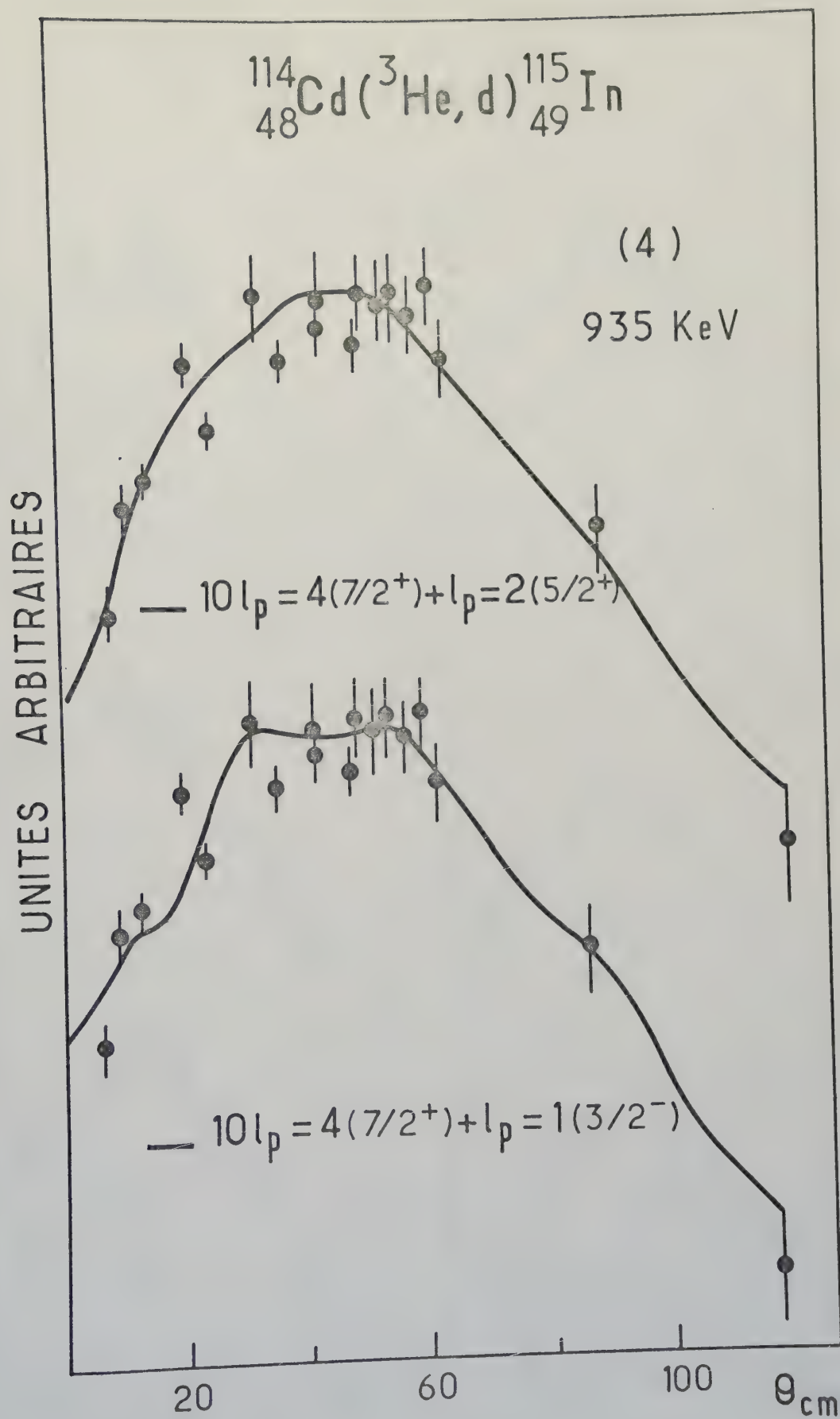


Fig.11

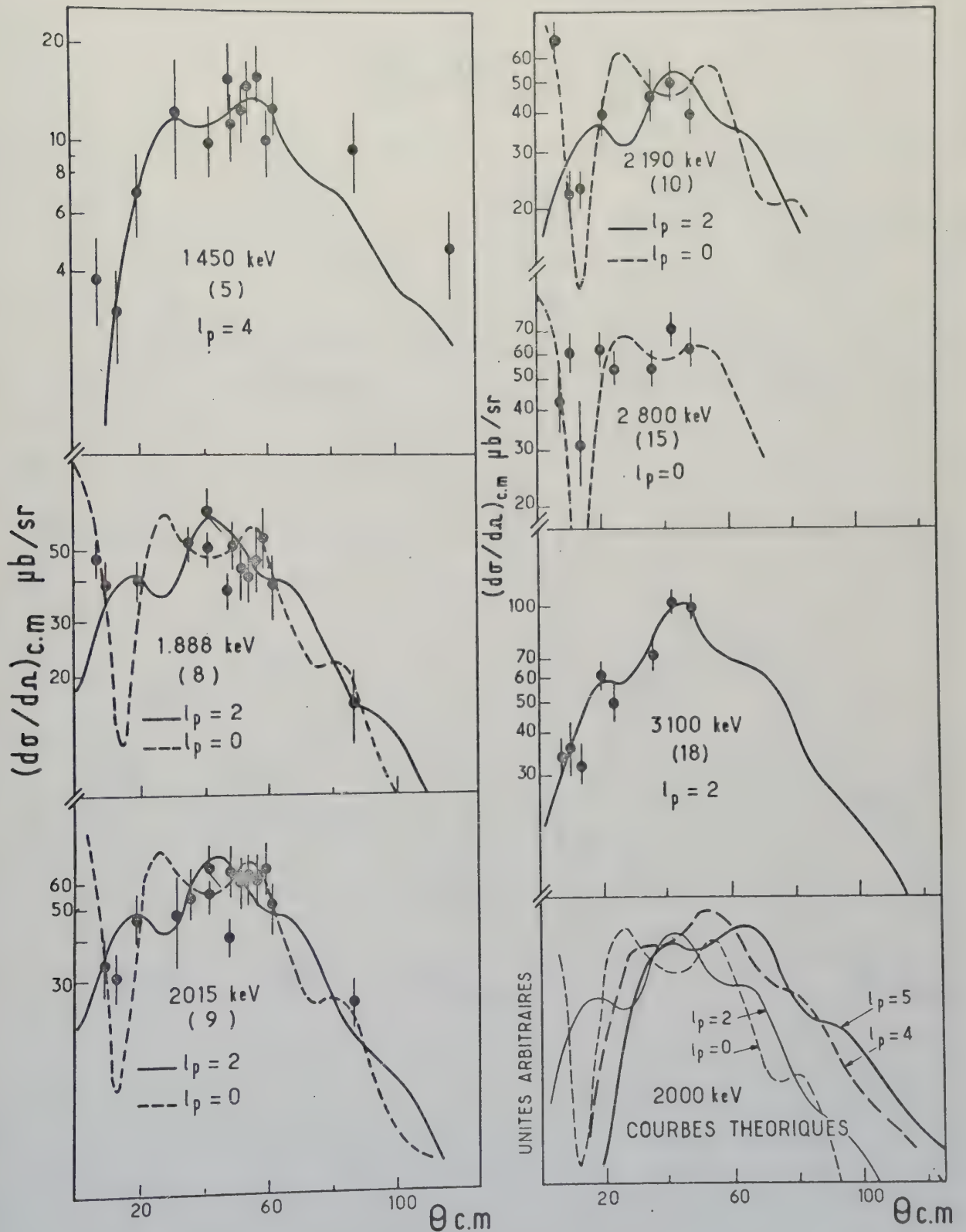
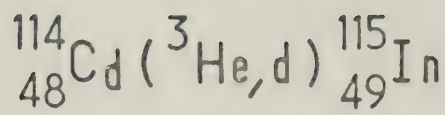


Fig.12

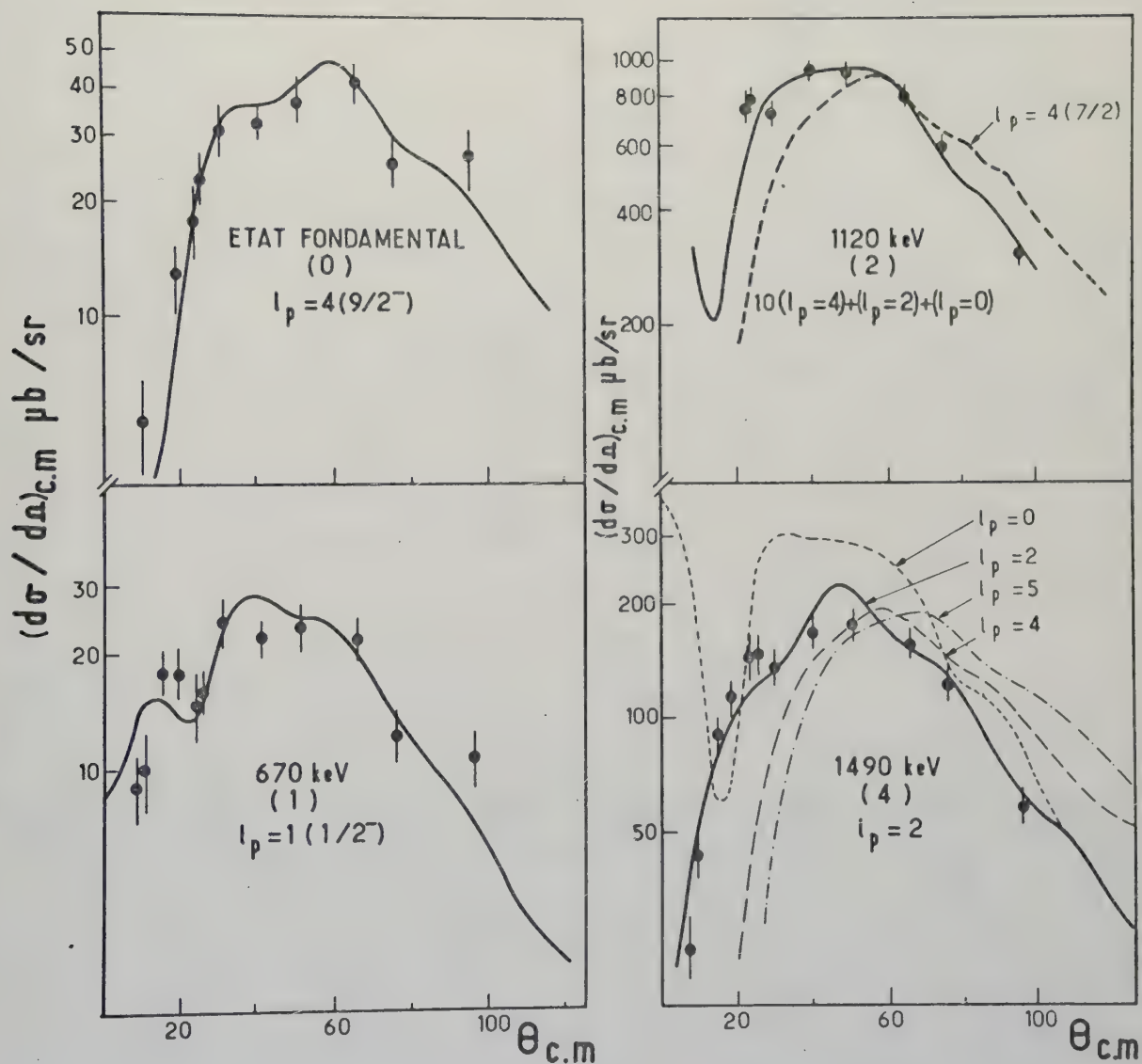
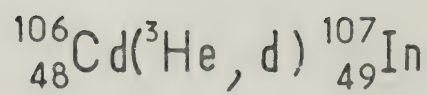


Fig.13

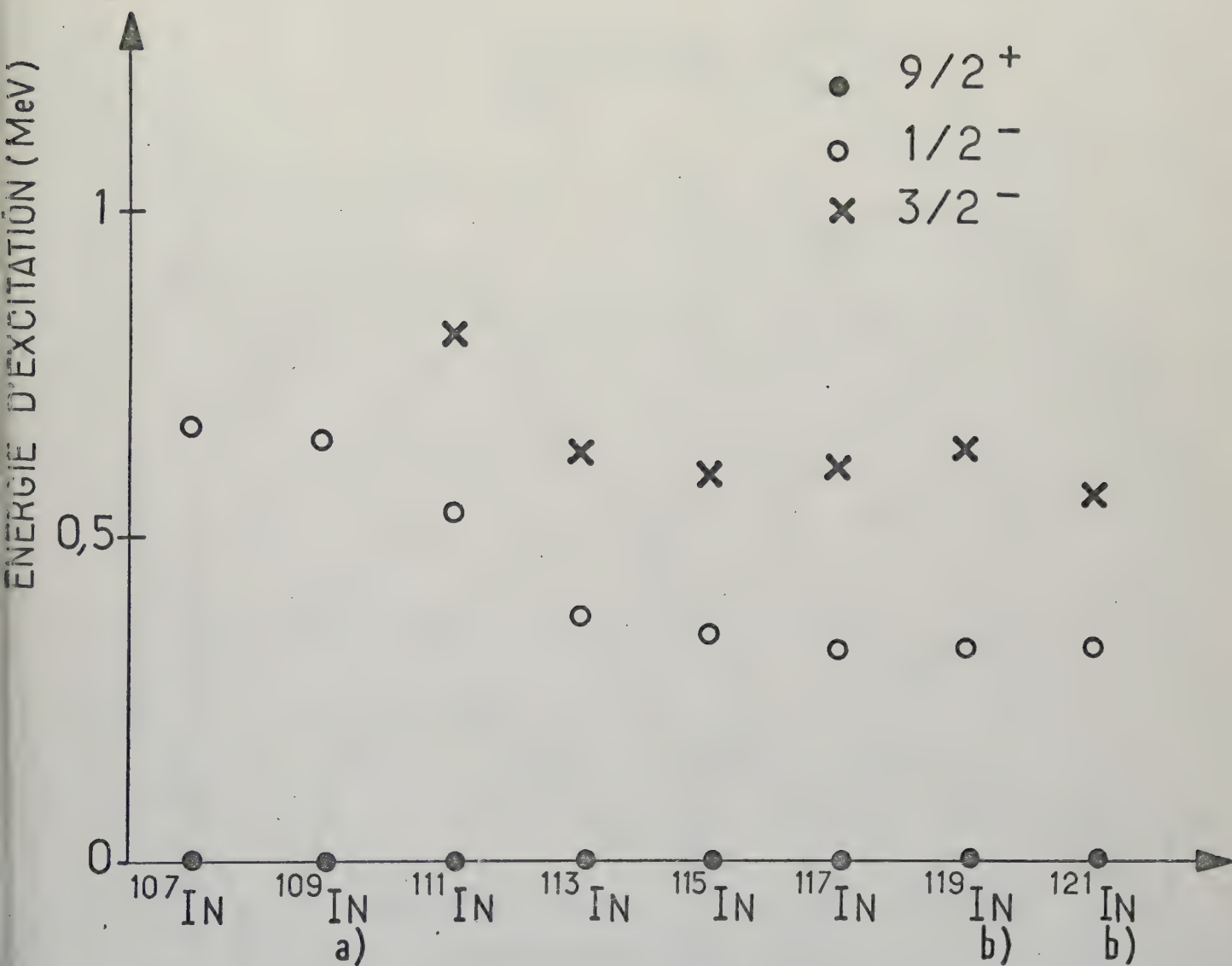


Fig. 14

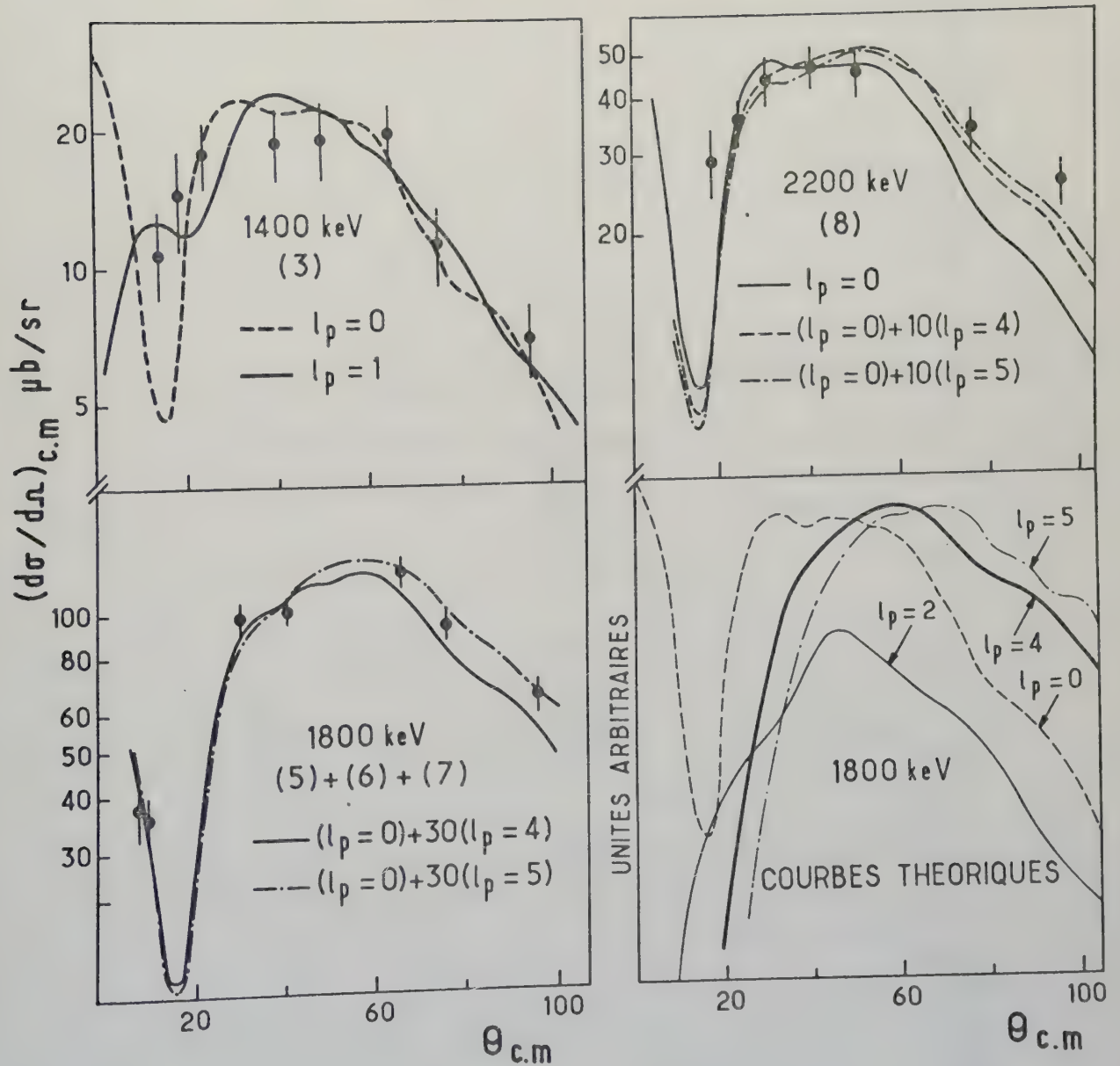
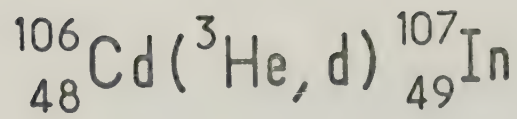


Fig.15

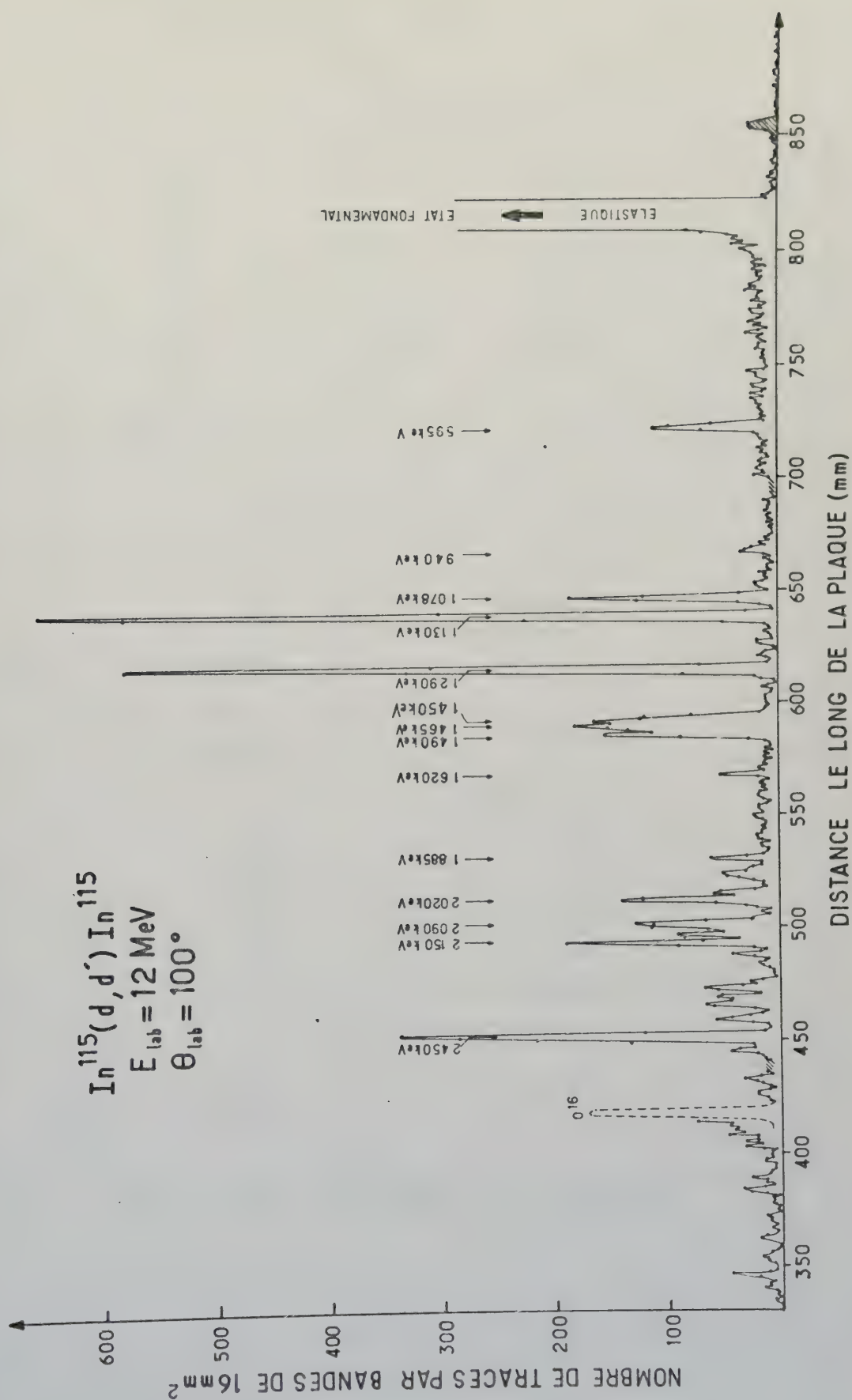


Fig.16

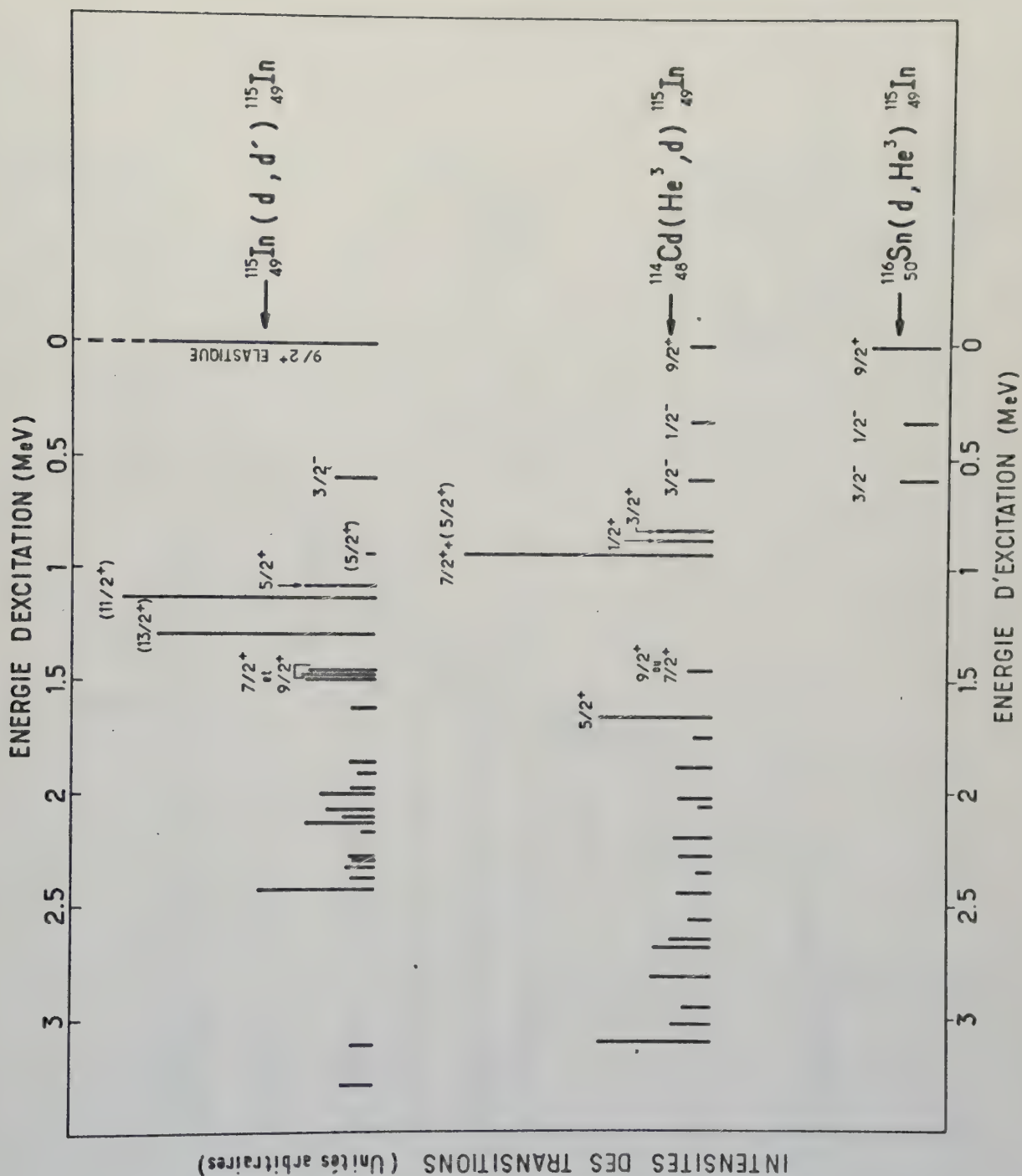


Fig. 17

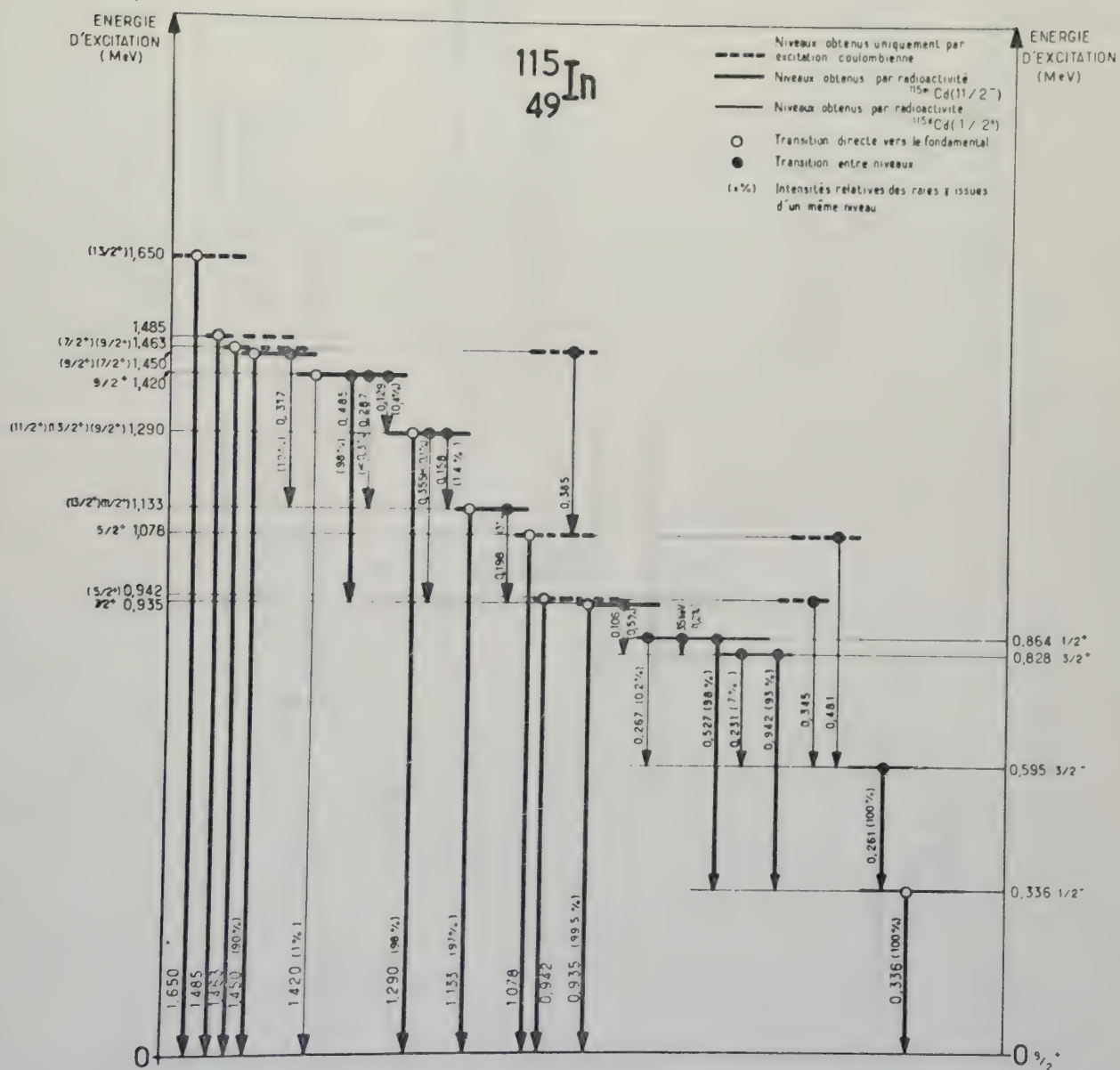


Fig.18

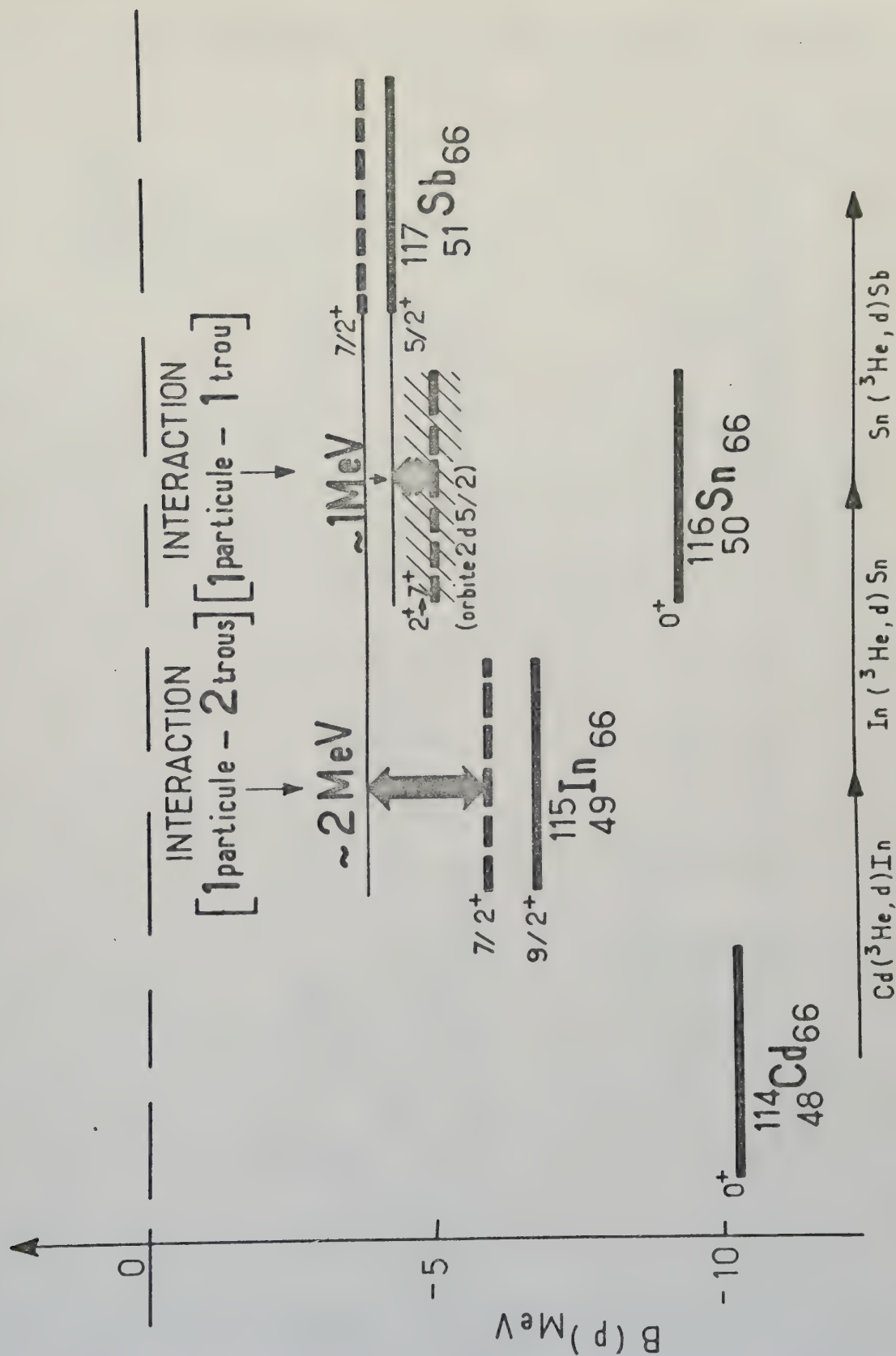
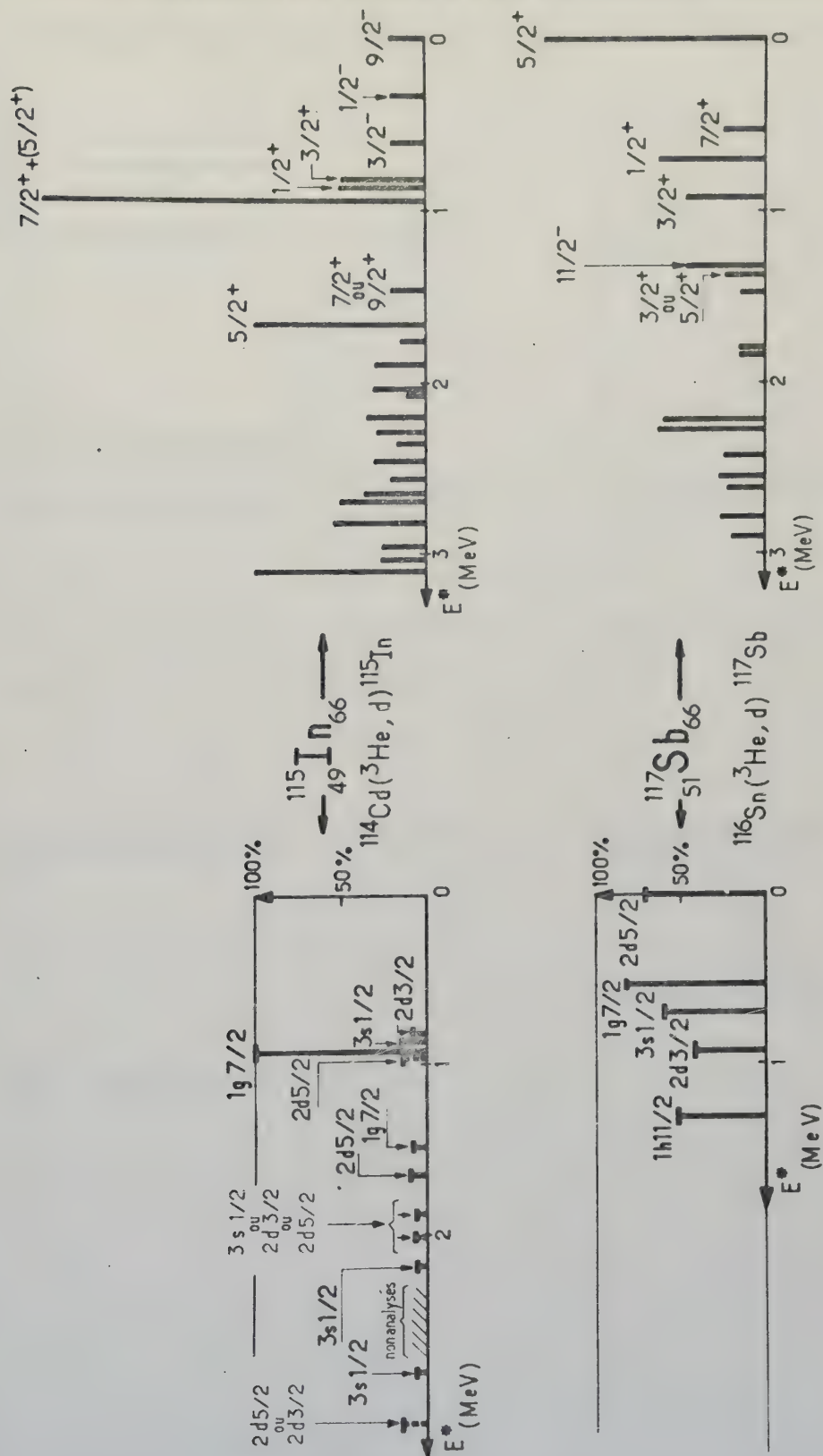


Fig.19

FACTEURS. SPECTROSCOPQUES (en%)



SECTIONS EFFICACES RELATIVES EXPERIMENTALES ($\theta_{LAB}=45^\circ$)

SCHEMA DES NIVEAUX OBSERVES DANS ^{107}In AU COURS DE LA REACTION $^{106}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{107}\text{In}$

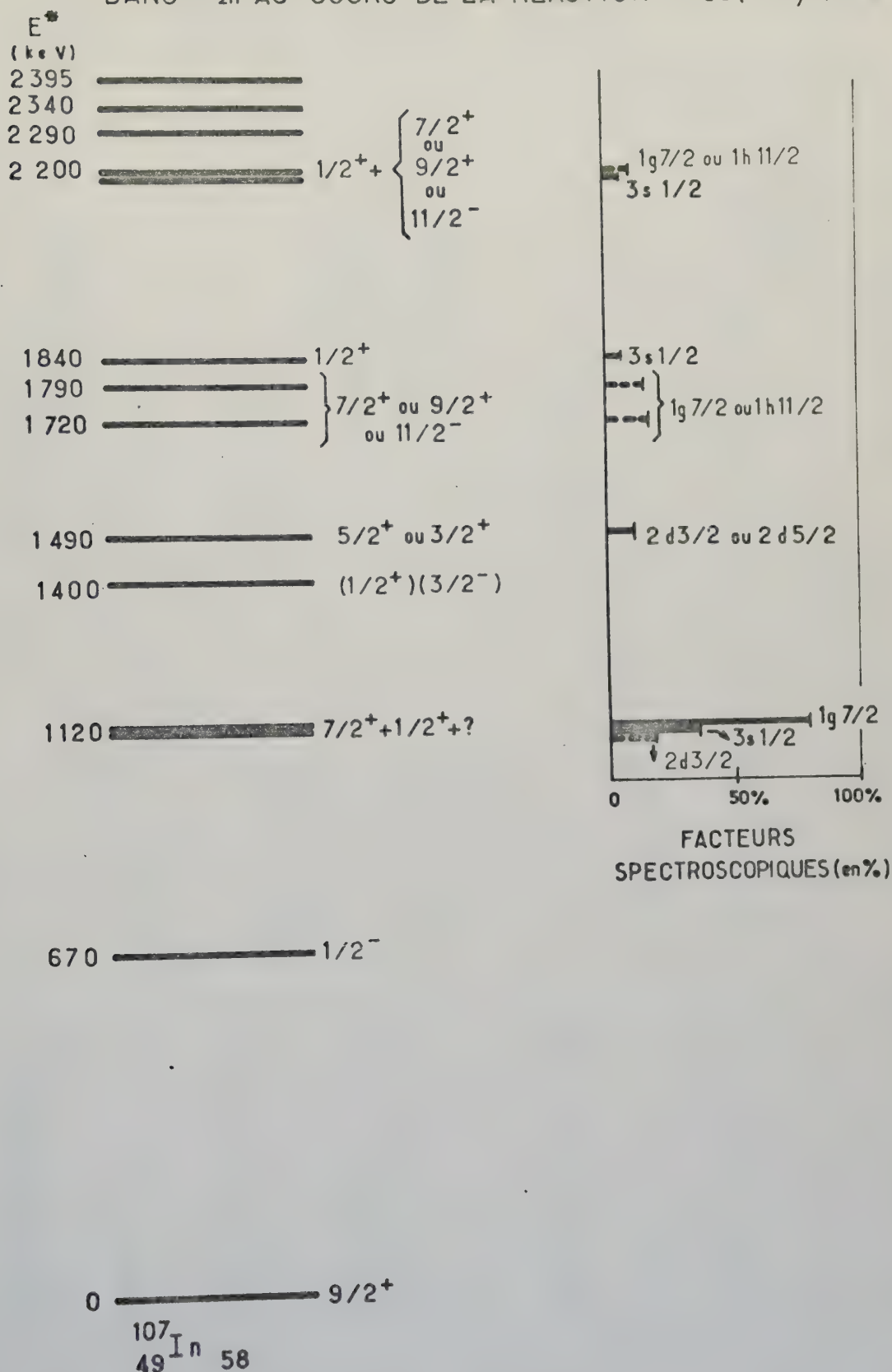


Fig. 21

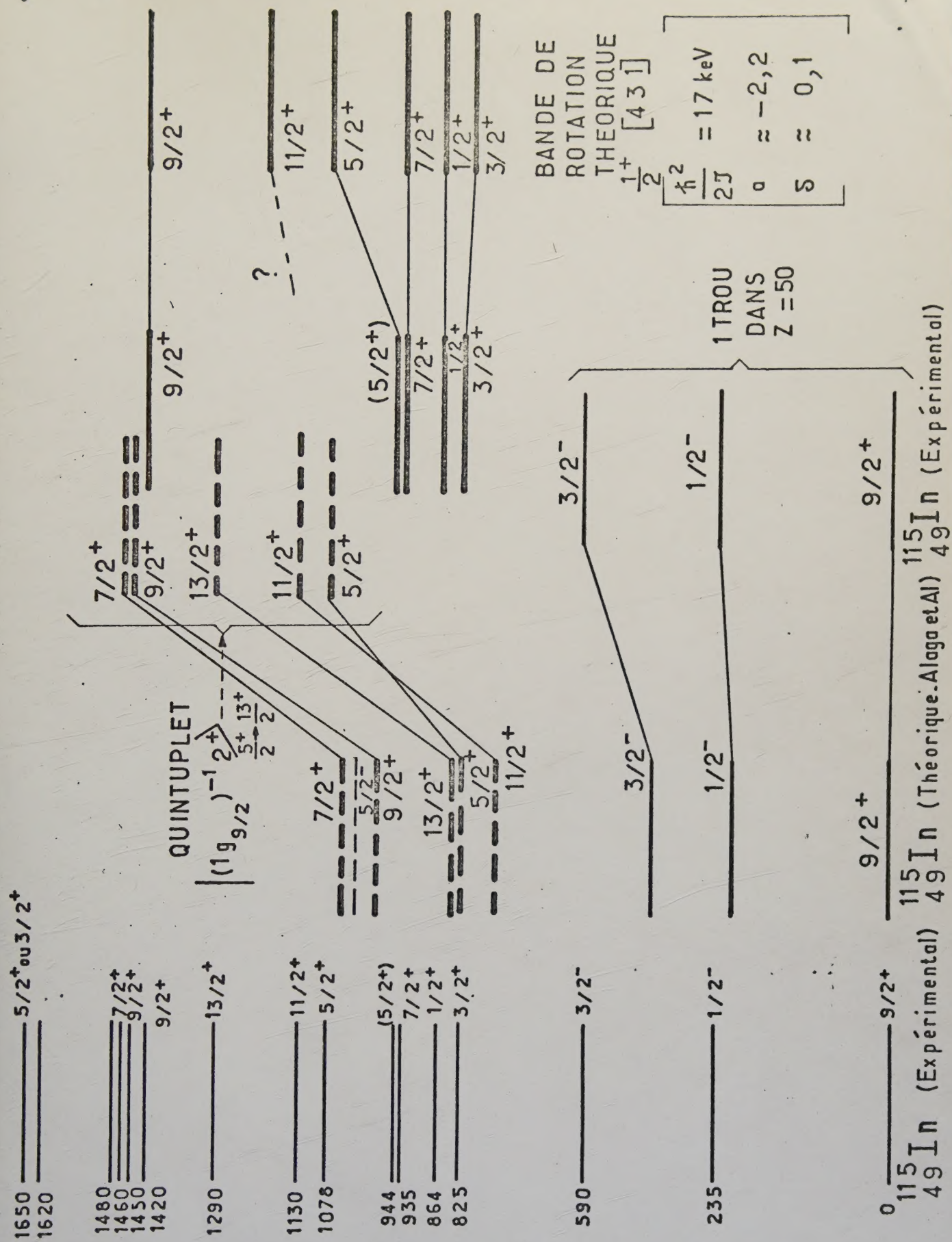


Fig. 22

